

ORSAY
Série A
N° d'ordre
734

T H E S E

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Georges MOURIER

L'ACCELERATION D'UN PLASMA
PAR UN CHAMP ELECTROMAGNETIQUE HYPERFREQUENCE
DANS UN CHAMP MAGNETIQUE CONSTANT INHOMOGENE

Soutenue le 14 janvier 1971 devant la Commission d'Examen

MM. P. GRIVET

Président

J.L. DELCROIX

T. CONSOLI

Examineurs

P.E. VANDENPLAS

T H E S E

PRESENTÉE

**A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITE DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Georges MOURIER

**L'ACCELERATION D'UN PLASMA
PAR UN CHAMP ELECTROMAGNETIQUE HYPERFREQUENCE
DANS UN CHAMP MAGNETIQUE CONSTANT INHOMOGENE**

Soutenue le 14 janvier 1971 devant la Commission d'Examen

MM. P. GRIVET

Président

J.L. DELCROIX

T. CONSOLI

P.E. VANDENPLAS

Examineurs



REMERCIEMENTS

À l'Université et le Collège de Montréal le Recteur Honorifique M. J. G. BÉGIN et les professeurs de la Faculté de lettres, de la Faculté de droit, de la Faculté de médecine, de la Faculté de sciences, de la Faculté de lettres et de la Faculté de philosophie ont bien voulu accepter la dédicace de ce livre. Je leur adresse mes vives remerciements.

Les amis de la Faculté de lettres et de la Faculté de philosophie ont bien voulu accepter la dédicace de ce livre. Je leur adresse mes vives remerciements.

A mes parents, à mes maîtres, à ma femme.

Mon père, M. J. G. BÉGIN, qui a été, pendant de longues années, professeur de lettres à la Faculté de lettres et de philosophie de l'Université de Montréal, a bien voulu accepter la dédicace de ce livre. Je lui adresse mes vives remerciements.

Mon oncle, M. J. G. BÉGIN, qui a été, pendant de longues années, professeur de lettres à la Faculté de lettres et de philosophie de l'Université de Montréal, a bien voulu accepter la dédicace de ce livre. Je lui adresse mes vives remerciements.

Mon cousin, M. J. G. BÉGIN, qui a été, pendant de longues années, professeur de lettres à la Faculté de lettres et de philosophie de l'Université de Montréal, a bien voulu accepter la dédicace de ce livre. Je lui adresse mes vives remerciements.

Mon frère, M. J. G. BÉGIN, qui a été, pendant de longues années, professeur de lettres à la Faculté de lettres et de philosophie de l'Université de Montréal, a bien voulu accepter la dédicace de ce livre. Je lui adresse mes vives remerciements.

REMERCIEMENTS

L'intérêt et le soutien de Monsieur Le Professeur GRIVET m'ont beaucoup aidé à l'élaboration de ce travail, lié à des problèmes qui l'ont préoccupé de longue date. Beaucoup de problèmes de la Physique des Plasmas se sont déjà posés aux électroniciens. Je ne saurais trop dire combien je suis redevable à Monsieur GRIVET des éléments apportés par de stimulantes discussions sur ces questions.

Les conseils et les critiques de Monsieur le Professeur DELCROIX m'ont été précieux pour rendre plus claire et plus rigoureuse la présentation des idées essentielles de ce travail. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

C'est Monsieur T. CONSOLI qui a conçu, mis en oeuvre, et soutenu l'ensemble important des travaux du Laboratoire d'Ionique Générale du Commissariat à l'Energie Atomique consacrés notamment aux effets dans les plasmas des champs hyperfréquences de grande puissance, sujet dont il a vu très tôt l'importance. C'est grâce à sa foi dans la valeur du travail d'équipe et d'une collaboration proprement "osmotique" entre équipes - celle du Commissariat à l'Energie Atomique et celle de la Compagnie Générale de Télégraphie Sans Fil - que les études décrites ici ont pu être poursuivies. J'ai pu goûter pendant plusieurs années l'atmosphère stimulante et sympathique de son Laboratoire, et l'hospitalité complète qui m'a été généreusement accordée et où j'aime me replonger. C'est au cours de séances quasi-quotidiennes avec lui que mon programme expérimental et mes idées théoriques se sont développés. J'éprouve à son égard un sentiment de très profonde gratitude.

Je désire remercier aussi Monsieur S.D. WINTER et Monsieur J. TAILLET de leur soutien.

Les premières expériences faisant appel à un générateur puissant furent effectuées par Monsieur R. LE GARDEUR, à qui sont dues en partie l'élaboration initiale et la mise en route d'ICARE. Plus tard, Monsieur L. SLAMA, chargé de ce programme m'a beaucoup aidé grâce à son sens expérimental développé. Que tous deux trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

L'expérience de Monsieur Le Professeur VANDENPLAS dans tous les domaines qui concernent les plasmas hyperfréquences m'a été très précieuse et a réduit beaucoup pour moi la distance entre Bruxelles et Paris.

Le travail expérimental, qui fait appel à des moyens déjà complexes, n'aurait pu être mené à bien sans l'aide continue et les nombreuses suggestions de Monsieur P. VIAL, de Monsieur R. ROUX puis de Monsieur P. BRIAND, dont le dévouement et la compétence n'ont jamais fait défaut. Messieurs LE CABEC, FOSCOLO et BAYARD ont contribué à la mise au point de nombreux appareils.

Ma reconnaissance va également à tous les chercheurs et réalisateurs du Commissariat à l'Energie Atomique dont l'aide m'a été indispensable, et en particulier à Madame ZYMANSKI, à Messieurs BARDET, DUPAS, GELLER, avec lesquels nous avons pu comparer nos expériences respectives dans tous les domaines.

La Compagnie Générale de Télégraphie Sans Fil, puis la Compagnie THOMSON CSF m'ont constamment soutenu et encouragé dans ce travail et je tiens à remercier tous ceux qui y ont contribué, et en premier lieu Messieurs O. DOEHLER, notamment par ses conseils de nature scientifique, puis B. EPSZTEIN. Les critiques et les suggestions de J.F. DELPECH et d'Y. ARCHAMBAULT m'ont permis d'améliorer considérablement le texte à beaucoup de points de vue.

Je remercie vivement Madame C. LOUCHE et Monsieur G. FOSCOLO, et tous ceux qui ont assuré l'élaboration de ce mémoire avec le plus grand soin et la plus grande patience.

Enfin, le Commissariat à l'Energie Atomique a bien voulu assurer l'impression de cette thèse. Mes sentiments à cet égard sont également très reconnaissants.

L'ACCELERATION D'UN PLASMA PAR UN CHAMP ELECTROMAGNETIQUE HYPERFREQUENCE DANS UN CHAMP MAGNETIQUE CONSTANT INHOMOGENE

RESUME

Nous étudions, théoriquement et expérimentalement un plasma gazeux créé par une source hyperfréquence puissante (jusqu'à 300 kW). Le champ électrique de grande amplitude excite dans un champ magnétique constant un plasma au voisinage de la résonance cyclotronique des électrons, qui acquièrent ainsi une énergie cinétique de l'ordre de 100 à 10.000 eV. Le champ magnétique constant est décroissant dans toute la région du plasma et il en résulte une accélération de celui-ci vers les régions de champ magnétique faible. Les courants d'ions et d'électrons sont de quelques dizaines de milliampères à quelques Ampères.

Première partie

Nous esquissons d'abord l'histoire du problème des plasmas très énergétiques créés par champs de haute fréquence. Nous décrivons ensuite les caractéristiques essentielles de notre expérience, dite "Icare", notamment en la comparant aux travaux parallèles effectués également aux Services d'Ionique Générale du Commissariat à l'Energie Atomique. Notre domaine d'énergie est choisi en vue d'applications éventuelles à la fusion thermonucléaire, soit comme source de plasma, soit comme moyen de chauffage.

Des expériences préliminaires ont montré l'existence d'une pression critique, voisine de 10^{-4} Torr, au dessus de laquelle toute l'enceinte se remplit d'un plasma peu énergétique, et au dessous de laquelle on peut obtenir des plasmas localisés ou des faisceaux de plasmas énergétiques. Nous excitons le plasma dans un guide d'ondes cylindriques entouré de bobines magnétiques centrées sur son axe. La pression résiduelle est maintenue à environ 10^{-5} Torr. Nous injectons de l'Argon par un petit orifice, "l'injecteur" sur l'axe au voisinage du plan de la résonance cyclotronique des électrons. La densité localement beaucoup plus élevée permet l'excitation du plasma, les électrons se déplacent ensuite en faisceau le long des lignes d'induction magnétique.

Les champs hyperfréquences communiquent de l'énergie aux électrons et c'est leur déplacement qui entraîne celui des ions par les forces coulombiennes ou de charge d'espace. Un électron animé d'une vitesse de rotation cyclotronique dans un champ magnétique possède un moment magnétique et est ainsi soumis à une force si ce champ n'est pas uniforme (force diamagnétique). Les effets haute fréquence conduisent d'autre part à la définition d'un "pseudo potentiel". L'expression de celui-ci est quadratique en fonction des champs électromagnétiques

Elle traduit notamment la force due à la vitesse de rotation de l'électron dans le champ magnétique haute fréquence. C'est à l'une ou l'autre de ces forces, ou aux deux, que l'on pouvait attribuer le mouvement d'ensemble des électrons.

Avant d'aborder en détail l'étude théorique des phénomènes, nous avons calculé les valeurs approximatives d'un certain nombre de grandeurs afin de caractériser le milieu étudié. Le résultat essentiel est que, mise à part la région immédiatement voisine de l'injecteur, le rôle des diverses collisions est négligeable et que, eu égard notamment aux valeurs très élevées du champ électrique, les électrons forment un véritable faisceau. Seule la grande complexité des trajectoires peut conduire à des effets d'apparence stochastique. Les ions, soumis uniquement aux forces de charge d'espace, ont des trajectoires très simples.

Deuxième partie

Elle groupe les études théoriques. Nous montrons dans l'introduction la nécessité de simplifier le problème, ce que nous faisons notamment en divisant l'espace en deux régions où nous faisons des approximations différentes. L'une de ces régions est limitée dans toutes les directions et située juste en avant de l'injecteur dans le plan de résonance cyclotronique. C'est là que les électrons prennent leur énergie cinétique. La densité y est élevée nous supposons cette région limitée par une sphère. Les études se scindent alors en trois chapitres. L'un d'eux (chapitre III) est consacré à plusieurs problèmes de trajectoires électroniques, dont la solution est indispensable pour les deux autres chapitres. Nous montrons d'abord que, si des électrons apparaissent avec une vitesse nulle dans une région à peu près uniforme et en disparaissent au bout d'un temps dont la moyenne est τ , il en résulte une fréquence de collision apparente $\nu = 1/\tau$. Nous montrons ensuite que la théorie des pseudo potentiels mentionnés plus haut ne s'applique pas dans nos conditions expérimentales comme, plus généralement, lorsqu'il existe une résonance non amortie et que la vie des particules est courte. Puis, nous évaluons les deux forces magnétiques agissant sur les électrons décrites plus haut, et nous trouvons que la force diamagnétique est de loin la plus importante. Enfin, nous calculons la trajectoire des électrons dans un champ magnétique constant et un champ électrique E alternatif uniforme à la résonance cyclotronique (longueur d'onde λ) en tenant compte de la variation relativiste de la masse. Nous trouvons qu'il existe un maximum de l'énergie cinétique transversale $T_{\perp}$ donné par la loi :

$$T_{\perp} = W_0 \left[\frac{3}{2\pi\sqrt{2}} \frac{E\lambda}{W_0} \right]^{2/3}$$

où W_0 est l'énergie au repos de l'électron ($T_{\perp}$ et W_0 en électronvolts). Cette énergie cinétique est ainsi proportionnelle à l'exposant 1/3 de la densité d'énergie ou de la puissance.

Le chapitre suivant (chapitre IV) est essentiellement consacré au calcul du champ électrique qui agit effectivement sur les électrons en tenant compte de la constante diélectrique élevée à l'intérieur de la sphère. Du fait de la résonance, les électrons ont une mobilité apparente très grande le champ électrique excité dans le guide d'ondes pénètre peu dans cette sphère; malgré la résonance, les électrons n'atteignent pas d'énergies élevées. Les électrons situés à la limite sont au contraire soumis à un champ intense. On aboutit à plusieurs valeurs de l'énergie cinétique transversale atteinte par les électrons suivant leur situation et suivant que l'on utilise la mécanique classique ou relativiste.

Le dernier chapitre théorique (chapitre V) traite de la charge d'espace continue, du potentiel électrostatique qu'elle développe, du flux ionique qu'elle provoque. Une théorie ambipolaire unidimensionnelle a auparavant été amorcée par CONSOLI, puis établie et développée par CANOBBIO et ses collaborateurs. Une théorie unidimensionnelle à l'état de régime suppose l'égalité des densités de courant ionique et électronique et, si les densités sont grandes, l'égalité de celles-ci ($n_e \approx n_i$). Il en résulte que les vitesses sont égales en vertu de l'équation des densités de courant :

$$n_e v_e = n_i v_i$$

L'énergie cinétique des ions est alors beaucoup plus élevée que celle des électrons. Nous avons rejeté l'hypothèse unidimensionnelle, parce que le flux n'est pas uniforme transversalement dans notre dispositif expérimental : c'est la raison pour laquelle nous admettons que la région dense du plasma est limitée par une sphère.

Nous trouvons plusieurs régimes suivant l'intensité des phénomènes de charge d'espace. Dans le régime à très fort courant, ou à très forte charge d'espace, et si le gradient de champ magnétique est faible, nous obtenons pour le potentiel électrostatique au centre de la sphère la valeur :

$$\Phi_0 = 5,0 \cdot \frac{T_e \cdot dB}{B \cdot dz}$$

où a est le rayon de la sphère et B le champ magnétique. Le courant accéléré n'apparaît pas dans les expressions concernant ce régime. Il est déterminé par le flux de gaz et éventuellement l'efficacité de l'ionisation. La relation entre l'énergie ionique et l'énergie transversale des électrons est ainsi plus complexe que dans la théorie unidimensionnelle. En outre, les ions sont accélérés de manière isotrope depuis le centre de la sphère. Nous montrons que, si l'on supprime la restriction du gradient de champ faible, on doit trouver que Φ_0 devient une fonction décroissante de celui-ci. En appliquant les données numériques expérimentales, nous trouvons que les électrons freinés par le potentiel coulombien séjournent dans la région de résonance cyclotronique beaucoup plus longtemps qu'il est nécessaire pour acquérir l'énergie transversale maximale.

Troisième partie.

Elle rend compte des travaux expérimentaux.

Nous décrivons (chapitre VI) l'appareillage, qui permet d'utiliser une source hyperfréquence continue de 2 kW ou une source de 2 MW en impulsions de 100 μ sec. La vitesse de pompage mesurée est de 600 lit/sec. L'injecteur permet par construction d'ioniser le gaz avant son arrivée dans le plan de résonance cyclotronique. Les appareils de diagnostic comprennent avant tout des collecteurs de particules et des analyseurs d'énergie basés sur la mesure de courants de particules déviés de diverses manières.

Le chapitre VII rend compte d'expériences effectuées avec la source de 2 kW, destinées avant tout à éclaircir les mécanismes de fonctionnement. On n'obtient pas de particules énergétiques si l'injecteur est métallique et relié électriquement à la paroi du guide. S'il est isolé, il se polarise positivement. L'énergie des ions est toujours voisine du potentiel de l'injecteur. Nous trouvons qu'elle varie comme l'exposant 1/3 de la puissance haute fréquence. Les électrons se déplacent en faisceau apparemment creux en suivant les lignes de champ magnétique sur l'axe et transportant un courant de quelques milliampères. Le courant ionique dans cette région est environ 4 fois plus bas, le complément étant réparti dans toutes les directions. L'énergie des ions est de 1 keV pour une puissance absorbée de 60 Watts.

Le chapitre VIII donne les résultats de fonctionnement en impulsions de grande puissance. Nous mesurons au moyen d'un collecteur placé dans l'axe un courant électronique de 1 A, un courant ionique de 50 mA. Ce ne sont que des ordres de grandeur à cause de divers phénomènes parasites. Un écran fluorescent montre que le faisceau électronique a un diamètre de 6 cm sans la structure creuse du régime à basse puissance. Une étude détaillée des signaux hyperfréquences, des courants ioniques collectés correspondant à des énergies différentes, et des rayons X émis permet de comprendre le développement de la décharge : un pic initial d'électrons très rapides, suivi de l'apparition du courant ionique et de l'absorption de puissance hyperfréquence. Ce processus initial dure environ 20 μ Sec. Dans la phase suivante, nous mesurons l'énergie des ions en fonction de la puissance haute fréquence et nous trouvons à nouveau une loi en exposant 1/3. Nous observons des instabilités avec un temps caractéristique de l'ordre de 10^{-6} sec.

Nous avons ensuite effectué des mesures de flux ionique plus exactes au moyen d'un collecteur à trois grilles qui permet de filtrer les divers particules. Nous trouvons sur l'axe un flux de $110 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ ou 1,1 A/stéradian. Dans la direction perpendiculaire, en face de l'injecteur la mesure donne 240 mA/stéradian. Il est donc établi que le flux ionique est très étalé, mais pas véritablement isotrope, car il possède un maximum sur l'axe. L'énergie de ces ions est de 6 keV pour une puissance hyperfréquence absorbée de 25 KW. On estime leur courant à 2 Ampères.

Quatrième partie

La première conclusion est que l'ensemble des mesures d'énergie ionique en fonction de la puissance (30 W à 300 kW) suit partout la loi en exposant $1/3$ conformément à la théorie relativiste. Partout où la valeur absolue des champs électriques est bien connue, notamment en régime de forte puissance, les coefficients concordent à un facteur inférieur à 2 près. La théorie relativiste est la seule qui explique les résultats expérimentaux, à condition d'admettre que ce sont les électrons périphériques du faisceau qui sont accélérés, tout en constituant un écran pour ceux de l'intérieur. La structure tubulaire due au rôle des électrons périphériques est effectivement observée à basse puissance, mais pas à haute puissance et courant élevé, peut être à cause des instabilités.

Le courant ionique est dispersé comme le prévoit notre théorie tridimensionnelle des forces de charge d'espace, mais à un moindre degré.

Le rendement énergétique de l'accélération est voisin de 50 %.

Ces études peuvent être utiles pour expliquer les mécanismes d'accélération qui devraient se produire dans tous les appareils destinés à l'étude de la fusion thermonucléaire et utilisant la résonance cyclotronique des électrons, par exemple pour le chauffage.

Des applications techniques peuvent se trouver dans les domaines suivants :

- moteurs ioniques
- implanteurs d'ions
- accélérateurs à basse énergie, basse définition d'énergie, flux très élevé.

AVERTISSEMENT

Les équations sont écrites en système MKSA rationalisé, sauf celles qui concernent les problèmes de vide où l'on utilise le Torr et le litre. Les relations établies dans le système MKSA peuvent être utilisées, pour le calcul numérique, avec les unités de base centimètre, seconde, Volt, Ampère, souvent plus pratiques. On doit alors prendre

$$\begin{aligned}\mu_0 &= 4 \pi 10^{-9} \\ \epsilon_0 &= \frac{10^{-11}}{36 \pi} \times \left(\frac{3 \times 10^{10}}{c} \right)^2\end{aligned}$$

Les crochets [] entourent des références bibliographiques.

Les symboles tels que VI.2.3. désignent des paragraphes ou sous paragraphes de chapitre. Les numéros d'équations sont donnés entre parenthèses (); ainsi, VI.2.(3) désigne l'équation (3) du paragraphe VI.2.

Une liste de symboles par chapitres donne leur définition. Celle-ci n'est pas toujours donnée dans le texte. Elle peut varier suivant les chapitres.

Une liste des figures se trouve à la fin de l'ouvrage.

LISTE DES SYMBOLES

Chapitre I

λ	Longueur d'onde dans le vide
m, m_e	Masse électronique
m_o	Masse des neutres
w_o	Vitesse thermique moyenne des électrons
ν_c	Fréquence de collisions élastiques
e	Charge de l'électron
E_c	Champ électrique critique de MARGENAU[2]
Φ	Pseudo potentiel haute fréquence
ω	Fréquence angulaire du signal haute fréquence
$ E $	Amplitude du champ électrique haute fréquence
ω_o	Fréquence angulaire cyclotronique correspondant au champ magnétique constant

Chapitre II

B	Champ magnétique constant
T_e	Température électronique
$T_{\perp}$	Energie cinétique contenue dans le mouvement circulaire d'un électron dans le champ B (Joules)
$T_{\perp o}$	Valeur de $T_{\perp}$ à un temps t choisi comme origine
B_o	Valeur de B en un point choisi comme origine
μ	Moment magnétique correspondant au mouvement circulaire d'un électron dans le champ B
z	Direction parallèle à celle de B
f_z	Composante de force parallèle à la direction de B
m_i	Masse d'un ion
v_z	Vitesse d'une particule suivant z
$T_{//}$	Energie cinétique d'une particule suivant l'axe z
$T_{//o}$	Energie cinétique d'une particule suivant l'axe z en un point ou un temps choisi comme origine

n	Indice de réfraction d'un milieu
k	Nombre d'onde
c	Vitesse de la lumière
n_e	Densité électronique
ω_p	Fréquence de plasma ($\omega_p^2 = n_e e^2 / m \epsilon_0$)
ω_c	Fréquence angulaire cyclotronique correspondant au champ magnétique constant
a	Rayon d'un guide d'ondes
λ_0	Longueur d'onde dans le vide
λ_g	Longueur d'onde dans un guide d'ondes
P	Puissance hyperfréquence
μ_0	Perméabilité magnétique du vide
ϵ_0	Constante diélectrique du vide
$g \equiv \frac{e E}{m \omega c}$	Champ haute fréquence en valeur réduite
m	Masse électronique
E	Intensité du champ électrique hyperfréquence
ν_c	Fréquence de collisions élastiques
p_0	Pression de gaz équivalente à la densité de neutres supposés à la température normale (Torr)
w_0	Vitesse thermique moyenne des électrons
p	Paramètre d'impact critique
Λ	Longueur de Debye/paramètre d'impact critique
σ	Section efficace de collisions entre particules chargées
T_1	Energie cinétique des électrons (électron Volts)
Z, Z_1	Nombres de charges de deux particules
τ	Temps de vie moyen d'un électron
N_e	Nombre total d'électrons dans une enceinte
P_i	Probabilité (sans dimensions)
I	Courant total d'électrons aux parois d'une enceinte

Chapitre III

B_0	Intensité d'induction magnétique constante
x, y	Coordonnées perpendiculaires à la direction de B
γ	Fréquence phénoménologique de transfert de quantité de mouvement
ω_c	Fréquence cyclotronique des électrons
e, m	Charge électrique, masse des électrons
E_x, E_y	Composante du champ électrique de fréquence angulaire ω

ξ, η	Coordonnées complexes
E_d, E_g	Composantes du champ électrique en coordonnées complexes
t_o	Epoque d'une ionisation
T	Energie cinétique d'un électron
ρ	Rayon de Larmor d'un électron
$v_{\perp}, v$	Vitesse associée, dans la direction orthogonale à $\vec{B}_0$.
$v_{//}$	Composante de vitesse parallèle à $\vec{B}_0$.
$\vec{f}$	Force exercée sur un électron
$\vec{r}$	Vecteur -position d'un électron
$\vec{E}$	Champ électrique hyperfréquence
$\vec{B}$	Induction magnétique hyperfréquence
$\vec{r}_o$	Vecteur position du centre de guidage d'un électron
u	Composante de déplacement d'un électron
$g(t)$	Composante d'accélération d'un électron
ζ	Coordonnée tangentielle en un point à $\vec{B}_0$
ρ, φ	Coordonnées cylindriques dans le plan orthogonal à $\vec{B}_0$
$\vec{E}$	Champ électrique total
$\vec{B}$	Induction magnétique totale
l	Longueur caractéristique du gradient de champ magnétique constant
Paragraphe III.3	
φ	Angle entre le champ électrique et la vitesse instantanée d'un électron
ω_c	Fréquence cyclotronique associée à une énergie électronique
ω_{co}	Fréquence cyclotronique associée à l'énergie au repos
W_o	Energie au repos d'un électron
T_m	Energie cinétique maximale d'un électron, limitée par l'effet relativiste.
$g = \frac{e E}{m \omega c}$	Champ haute fréquence en valeur réduite
P	Puissance hyperfréquence
t_m	Temps mis pour atteindre l'énergie T_m

Chapitre IV

ρ, φ, z	Coordonnées cylindriques
$\vec{D}$	Induction électrique
ϵ	Permittivité tensorielle relative
$\vec{E}$	Champ électrique
α	Tenseur inverse de ϵ
K	Constante de propagation associée à ρ
H	Champ magnétique
ω	Fréquence angulaire des champs
ω_c	Fréquence cyclotronique des électrons
ω_p	Fréquence de plasma des électrons
$X \equiv$	ω_p^2 / ω^2
$Y \equiv$	ω_c / ω
$J_1(u)$	Fonction de Bessel
$J_1'(u)$	Sa dérivée
n	Ordre d'une racine
ν	Fréquence de collisions, plus exactement de variation de quantité de mouvement
δ	Epaisseur de peau
r, θ, φ	Coordonnées sphériques
a	Rayon d'une sphère remplie de plasma
$Q \equiv \omega / \nu$	Facteur de qualité du plasma
$P_1^1(u)$	Polynome de Legendre associé. $P_1^1(\cos \varphi) \equiv -\sin \varphi$
E_{od}	Amplitude de champ électrique à polarisation circulaire droite
Φ	Potentiel électrique semi-statique hyperfréquence
Φ_i	Expression de Φ pour $r \leq a$.
Φ_e	Expression de Φ pour $r \geq a$.
P_d	Moment dipolaire total du plasma, composante de polarisation circulaire droite
E_{1d}	Valeur du champ électrique dans le plasma (même polarisation)
$g = \frac{e E_{od}}{m \omega c}$	Amplitude du champ électrique excitateur en valeur réduite
c	Vitesse de la lumière
E_1	Valeur du champ électrique excitateur (polarisation linéaire)
$g_e = \frac{e E_1}{m \omega c}$	
E_{eff}	Champ électrique efficace pour un électron situé à la limite extérieure du plasma.

Chapitre V

ρ_e, ρ_i	Densités de champ électronique et ionique
I	Courant électronique total
τ	Temps de séjour des électrons dans la sphère de rayon a
a	Rayon de la sphère qui contient le plasma dense
$\rho = \rho_e + \rho_i$	
Φ	Potentiel électrostatique
E	Champ électrique radial
r	Rayon en coordonnées sphériques
Φ_0	Valeur de Φ pour $r = 0$
n, n_e	Densité numérique des électrons
r_0	Rayon d'origine d'un ion
v_i, m_i, n_i	Vitesse radiale, masse, densité numérique des ions
$P = I \Phi_0^{3/2}$	Pervéance du flux ionique
$P_0 = \frac{4E_0}{9} \left(\frac{2e}{m_i} \right)^{1/2}$	Pervéance unitaire
γ, p, P	Paramètres définis par les équations V (19) et V (18)
A	Nombre de masse d'un ion
P_i	Puissance transportée par le flux ionique
E_b	Champ fictif décrivant la force diamagnétique sur un électron
l	Longueur caractéristique du gradient de champ magnétique
ρ, z	Coordonnées cylindriques
d	Déplacement moyen des électrons par rapport aux ions
$T_\perp$	Energie cinétique des électrons dans le plan perpendiculaire au champ magnétique
E_1	Champ électrique hyperfréquence excité dans le guide (polarisation linéaire)
P	Puissance hyperfréquence (paragraphe V.9)
n_c	Densité critique des électrons ($\omega^2 = n_c e^2 / \epsilon m$)
ν	Fréquence de collisions équivalentes des électrons ($\nu \tau = 1$)
$Q = \omega / \nu$	Facteur de qualité du plasma
I_i	Courant ionique

Chapitre VI

p	Pressions en Torr
E	Valeur du champ électrique hyperfréquence sur l'axe du guide (polarisation linéaire)
$g = \frac{e E}{m \omega c}$	Champ haute fréquence en valeur réduite
Q	Débit de particules en Torr x litre/sec (1 Torr x litre = $3,54 \cdot 10^{19}$ particules)
T_1, T_2	Energies cinétiques transversale et parallèle d'un électron
$\mathcal{P}$	Probabilité d'un évènement
P, S	Probabilités unitaires (pour un déplacement dx , on a $d\mathcal{P} = P p dx$ ou $d\mathcal{P} = S p dx$)

Appendice II

ρ, φ	Coordonnées circulaires
e, m	Charge, masse de l'électron
ξ	Champ électrique total
E_0	Champ électrique constant
E_p, E_φ	Composantes de champ électrique hyperfréquence
ρ_0	Rayon d'origine d'un électron
φ_0	Vitesse angulaire de précession
$\delta\rho, \delta\varphi$	Variation de φ et ρ dues au champ hyperfréquence
ω_c	Fréquence cyclotronique
S	Paramètre de dérive
D	Déterminant du système (7) et (8)

PREMIERE PARTIE : GENERALITES

CHAPITRE I - LA FUSION THERMONUCLEAIRE ET LES PLASMAS
HAUTE FREQUENCE

CHAPITRE II - CARACTERES GENERAUX DE NOS RECHERCHES.

CHAPITRE I

LA FUSION THERMONUCLEAIRE ET LES PLASMAS HAUTE FREQUENCE

I. 1. L'APPLICATION DES CHAMPS ELECTROMAGNETIQUES HAUTE FREQUENCE AUX PROBLEMES DE LA FUSION THERMONUCLEAIRE CONTROLEE : LES PREMIERS TRAVAUX

I. 2. QUELQUES ORDRES DE GRANDEUR.

I. 3. TRAVAUX ANTERIEURS.

I. 3. 1. Etudes sur les décharges haute fréquence.

I. 3. 2. Trajectoires électroniques dans un champ magnétique constant.

I. 3. 3. Trajectoires électroniques dans des champs haute fréquence :
phénomènes non linéaires. Premiers résultats expérimentaux.

CHAPITRE I

LA FUSION THERMONUCLEAIRE ET LES PLASMAS HAUTE FREQUENCE

I. 1. L'APPLICATION DES CHAMPS ELECTROMAGNETIQUES DE HAUTE FREQUENCE AUX PROBLEMES DE LA FUSION THERMONUCLEAIRE CONTROLEE : LES PREMIERS TRAVAUX

Le travail que nous allons décrire concerne l'action sur un plasma gazeux d'un champ magnétique continu conjugué à un champ électromagnétique intense à une fréquence voisine de la fréquence cyclotronique des électrons.

Le problème plus général de l'action de champs hyperfréquences de grande amplitude sur un plasma a reçu l'attention de nombreux chercheurs vers 1956 à des fins diverses :

- Accélération des plasmas afin d'obtenir des flux très denses de particules énergétiques (VEKSLER 1956 [83]).
- Chauffage et confinement de plasmas thermonucléaires (1957 [84]) ; stabilisation dynamique, et éventuellement extraction directe de l'énergie de ces milieux sous forme de champs haute haute fréquence (1958 [12]).

Parmi les raisons de cet intérêt, citons les suivantes :

- Répartition des champs plus complexes qu'en régime permanent.
- Neutralisation des champs internes par l'effet de peau, d'où une meilleure utilisation de la pression électromagnétique. Ces effets deviennent souvent encore plus forts en présence d'un champ magnétique constant à cause des résonances cyclotroniques.

I. 2. QUELQUES ORDRES DE GRANDEUR

Pour fixer quelques ordres de grandeur nous rappellerons que, dans un champ magnétique de 20 kG, la résonance cyclotronique des électrons se situe à 56 GHz ($\lambda = 0,54$ cm), celle des protons à 30 MHz ($\lambda = 10$ m.). Si ces particules possèdent une énergie de 10 keV, elles auront des rayons de Larmor de 0,17 mm et 7,2 mm respectivement.

En ce qui concerne les intensité du champ électromagnétique, un champ de 1000 Gauss correspond à une densité d'énergie de 5 millijoules/cm³ ou à un flux de puissance d'environ 10⁸ W/cm² pour une onde plane dans le vide indépendamment de la fréquence.

Des systèmes résonnants à haute surtension sont possibles avec un plasma à très haute température dont la conductivité est élevée, et l'on peut sans doute gagner un facteur 10^4 grâce à ces circonstances, mais les ordres de grandeur ne permettent avec les générateurs actuels que des expériences de principe.

D'autre part un champ électrique de 20 kV/cm porte un électron à une énergie de 10 keV en dix périodes de la fréquence cyclotronique prise plus haut en exemple. Des champs sensiblement plus faibles peuvent donc conduire à des effets intenses.

I. 3. TRAVAUX ANTERIEURS

I. 3. 1. Etudes sur les décharges haute fréquence

Parmi les travaux classiques les plus importants sur les plasmas en haute fréquence dans un champ magnétique, citons d'abord [1] [2] les études sur la conductivité et l'évolution de la fonction de distribution (MARGENAU 1946). Lorsque le champ électrique dépasse une valeur critique E_c , le mécanisme des collisions des électrons sur les neutres n'est plus assez efficace pour redistribuer les énergies cinétiques suivant la loi de Maxwell. Si l'on appelle m_e et m_o les masses des électrons et des neutres, w_o la vitesse moyenne des électrons, ν_c la fréquence de collisions, on obtient pour un champ continu ou pour un champ résonnant à la fréquence cyclotronique :

$$E_c \approx \frac{m_e}{e} \left(\frac{m_e}{m_o} \right)^{1/2} w_o \nu_c \quad (1)$$

Si le champ électrique dépasse beaucoup cette valeur, le comportement des particules est ordonné et la distribution des vitesses s'approche d'une fonction de Dirac. On a d'autre part étudié les décharges en haute fréquence, surtout dans le cas où la perte des particules est contrôlée par la diffusion. Notamment, les travaux de LAX, ALLIS et BROWN (1950) et de BROWN et ses collaborateurs [3] [4] sur les décharges en haute fréquence ont montré que l'intensité de champ électromagnétique nécessaire pour amorcer une décharge s'abaisse considérablement pour un gaz à basse pression plongé dans un champ magnétique constant assurant la résonance cyclotronique des électrons : si la fréquence de collisions est inférieure à la fréquence de résonance, la diffusion transversale est ralentie par le champ magnétique (BAILEY 1930) [5] ; d'autre part les énergies électroniques peuvent devenir sensiblement supérieures à l'énergie d'ionisation grâce au phénomène de résonance.

I. 3. 2. Trajectoires électroniques dans un champ magnétique constant

En ce qui concerne les trajectoires des électrons dans un champ magnétique non uniforme, la littérature est devenue très abondante après les travaux des premiers investigateurs comme STÖRMER (1913), ALFVEN (1940), MALMFORS (1945) [6].

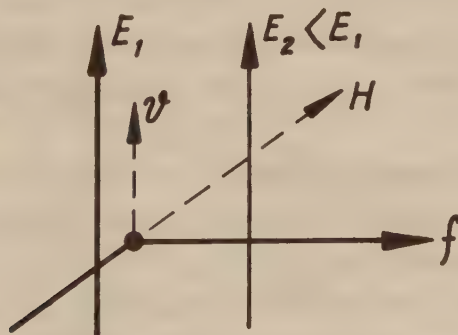
Les notions de vitesse de dérive, le théorème de la conservation du moment magnétique en régime adiabatique, et ses conséquences jouent un rôle essentiel dans les plasmas à basse pression. Ces travaux conduisent d'une part à une équation simplifiée donnant un mouvement d'entraînement superposé au mouvement quasi circulaire et d'autre part à la notion de miroir magnétique.

I. 3. 3. Trajectoires électroniques dans des champs haute fréquence : phénomènes non linéaires.

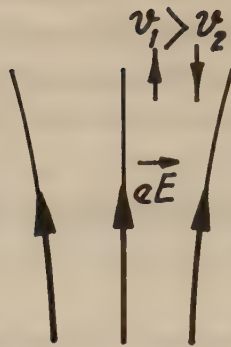
En 1957 et 1958 sont parus plusieurs travaux originaux (BOOT, SELF et SHERSBY-HARVIE 1957-58 ; GAPONOV et MILLER 1958, WEIBEL 1958 [7] [8] [9] [10]) qui ont fait progresser cette question. Alors que, en basse fréquence, les vitesses électroniques microscopiques sont largement conditionnées par les phénomènes de collisions, aux très hautes fréquences, les effets d'inertie électronique dominent. La technique de calcul généralement employée consiste à développer les équations de mouvement en séries de puissances du champ électromagnétique. Le premier terme correspond à l'oscillation ou à la rotation qui servent au calcul de la conductivité tensorielle sans collisions. On se limite généralement au second terme, qui contient les gradients des champs et les forces magnétiques et dont la moyenne sur une période n'est pas nulle. Elle conduit à une accélération que l'on interprète comme dû à un pseudo potentiel Φ . En l'absence de champ magnétique constant, Φ est défini par la relation :

$$\Phi = \frac{e^2}{4m} \frac{|E|^2}{\omega^2} \quad (2)$$

où $|E|$ désigne l'amplitude du champ électrique. Le pseudo potentiel ne varie donc pas à la fréquence ω . C'est le gradient de cette quantité qui est à l'origine du mouvement d'entraînement défini ci-dessus. En effet, si le champ électrique varie dans une direction perpendiculaire à la sienne, il en résulte un champ magnétique $\vec{H}$ qui,



du fait de la vitesse d'oscillation $\vec{v}$ provoquera une force $\vec{v} \times \vec{B}$ dirigée vers la région du champ électrique plus faible. Si d'autre part le champ varie dans sa propre direction (schéma ci-dessous) une particule va plus vite dans le sens v_1 que dans le sens v_2 parce qu'elle provient d'une région à champ plus élevé. Elle est à nouveau poussée vers les régions de champ électrique faible. On voit pourquoi la force moyenne qui apparaît ainsi est proportionnelle au carré du champ électrique. S'il s'agit d'une collection de particules constituant un plasma, on peut montrer que la force sommée n'est autre que la force moyenne qui s'exerce sur le plasma caractérisé par sa constante diélectrique.



MILLER avait dès 1958 esquissé le traitement du cas avec champ magnétique. On trouve alors un pseudo potentiel de la forme :

$$\Phi = \frac{e^2}{4m} \frac{|E|^2}{\omega^2 (1 - \omega_c / \omega)} \quad (3)$$

qui laisse prévoir des forces très grandes près de la résonance cyclotronique. FESSENDEN donna (1963) une analyse plus rigoureuse conduisant [80] à l'expression :

$$\Phi = \frac{1}{4} \frac{e^2}{m} \overline{\mathbf{E}}^* \cdot \overline{\mathbf{T}} \cdot \overline{\mathbf{E}} \quad (4)$$

où $\overline{\mathbf{T}}$ est un tenseur hermitique qui contient notamment le facteur de résonance cyclotronique.

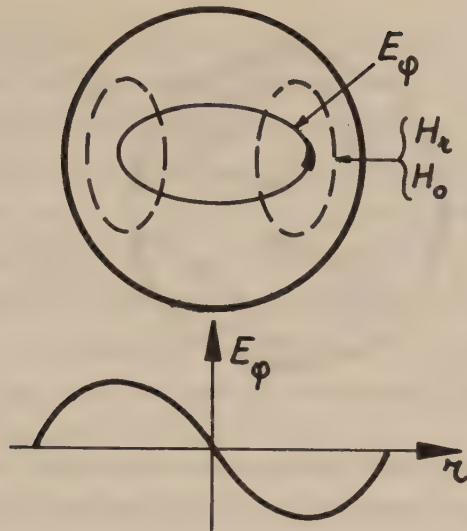
Plus tard MOTZ et WATSON (1967) [11] montrèrent que cette expression est valable même dans un champ magnétique inhomogène à condition d'ajouter à l'expression (4) le potentiel dans le champ magnétique constant du moment magnétique associé à la trajectoire quasi circulaire des électrons. Toutefois, les hypothèses introduites par ces auteurs (adiabaticité, variation lente des amplitudes) sont restrictives autour d'une résonance (voir chapitre III).

Des vérifications expérimentales de l'effet sans champ magnétique furent faites sur des plasmas dans des cavités résonnantes et sur l'axe d'hélice (BRAVO - JIVOTOVSKY et al. 1959, WEIBEL et CLARK 1961), puis sur des faisceaux d'électrons par de nombreux auteurs [11].

L'effet avec champ magnétique constant fit l'objet de divers projets d'expérience (BECKER et al. 1961 [85]), BUCHSBAUM, BROWN et coll. obtinrent la construction d'un plasma avec un générateur de 50 Watts (1962) [13].

Dès 1961, CONSOLI, LE GARDEUR et SLAMA avaient entrepris [14] une expérience à plus grande puissance. Les champs électromagnétiques utilisés pour le confinement peuvent avoir plusieurs configurations, toujours avec un minimum ou un noeud de champ électrique dans la partie centrale :

a) Mode TE_{110} dans une cavité sphérique :

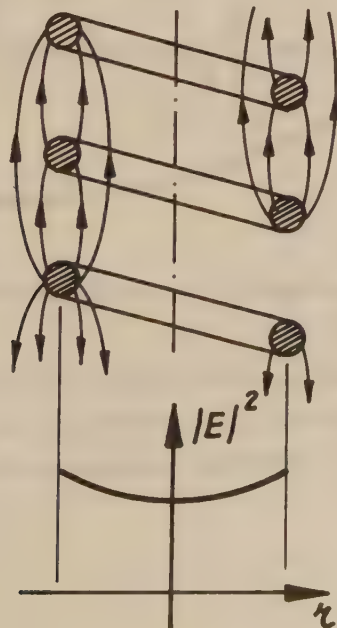


Le même mode peut théoriquement être utilisé en quadrature spatiale et temporelle, grâce à la dégénérescence. L'amplitude de E croît dans toutes les directions radiales autour du centre, et il existe alors une région sans cône de fuite [84].

Des configurations de même topologie sont possibles dans des cavités cylindriques ou rectangulaires.

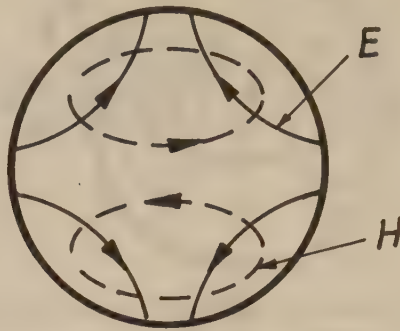
b) Champ d'une hélice

Les propriétés électromagnétiques de l'hélice ont été étudiées à cause de l'application de celle-ci aux tubes électroniques à propagation d'onde. Les champs varient suivant des fonctions de Bessel modifiées du rayon (I_0 ou I_1) et croissent donc rapidement avec celui-ci [78].



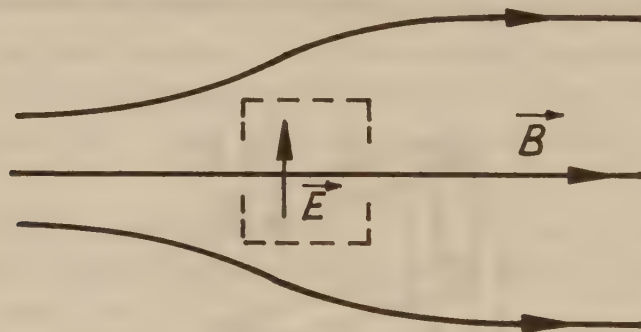
c) Champs multipolaires dans une cavité.

Par exemple, le mode à symétrie de révolution TM_{120} dans une cavité sphérique :



Après plusieurs publications préliminaires concernant le confinement par champs de haute fréquence, CONSOLI et LE GARDEUR (1962 [15]) rendirent compte d'une expérience où un plasma était partiellement confiné par le champ électromagnétique d'une cavité sphérique résonnante (mode TE_{110}) excitée par un générateur de 20 kW en impulsions à 1135 MHz. Le confinement partiel était montré par une réduction de la diffusion transversale lorsque le champ magnétique était un peu inférieur à la valeur de résonance. Pour une valeur plus grande, le flux transversal des particules augmentait au contraire comme l'indique l'expression (3).

Peu après, HALL (1963 [16]) étudiait théoriquement un système où régnait un champ magnétique inhomogène B (miroir) et, plus localement, un champ électrique haute fréquence transversal E excité par exemple par une cavité résonnante. Il montrait qu'un électron venant de la bou-



teille (champs faibles) et atteignant la région du champ E repartait en général vers la bouteille avec une énergie transversale accrue.

Ces travaux montrèrent que les champs haute fréquence ont d'autres applications dans le domaine de la fusion thermonucléaire que le confinement, qui pose des problèmes technologiques considérables. Un groupe dirigé par T. CONSOLI se consacra à leur étude de la manière que nous allons décrire.

D'autres groupes aux Etats-Unis, aux Pays-Bas, en Belgique, en Union Soviétique, en Tchécoslovaquie, au Japon travaillent dans des directions voisines, souvent à la suite des résultats obtenus par le groupe français.

Parmi les autres groupes, il faut remarquer que celui d'Oak Ridge aux Etats-Unis, animé par DANDL est orienté dans une voie assez différente [85] [17] [18] : L'enceinte métallique qui contient le plasma et où règne le champ magnétique est grande devant la longueur d'onde : une dizaine de longueurs d'onde dans chaque direction. La densité des modes électromagnétiques dans l'espace des fréquences est très grande et, comme le plasma présente des pertes, la cavité se présente vis-à-vis des guides d'excitation comme un absorbant parfait (corps noir). Dans ces conditions, on n'exploite guère les forces moyennes d'entraînement, mais surtout le chauffage très efficace des électrons du plasma, et éventuellement certains effets de confinement. La densité du plasma est très élevée. On obtient généralement une population d'électrons très énergétique, voire relativiste, au sein d'une autre plus froide et plus dense.

CHAPITRE II

CARACTERES GENERAUX DE NOS RECHERCHES

- II.1. LES RECHERCHES DES SERVICES D'IONIQUE GENERALE DU C E A ;
L'EXPERIENCE " ICARE ".
- II.2. CONCEPTIONS THEORIQUES INITIALES.
- II.3. PROGRAMME DE NOTRE ETUDE.
- II.4. CARACTERES GENERAUX DES PLASMAS ETUDIES.
 - II.4.1. Fréquences et puissances radioélectriques.
 - II.4.2. Densités électroniques, pressions, fréquences de collisions
électrons-neutres.
 - II.4.3. Sur la distribution de vitesse des électrons.
 - II.4.4. Longueur de Debye, fréquences de collisions $e - e$ et $e - i$.
 - II.4.5. Plasmas secondaires.

CHAPITRE II

CARACTERES GENERAUX DE NOS RECHERCHES

Comme on l'a vu au chapitre I, le groupe dirigé par T. CONSOLI aux Services d'Ionique Générale du C E A commença vers 1961 une étude assez diversifiée des plasmas en champs électromagnétiques haute fréquence très intenses et généralement en présence d'un champ magnétique constant non uniforme. C'est dans ce cadre qu'ont été effectués les travaux objet de ce mémoire.

Dans ce chapitre, nous allons décrire rapidement les grandes lignes de ce programme, situer notre travail par rapport aux autres études effectuées dans le groupe. Nous résumerons ensuite les théories qui ont servi à l'élaboration de ce programme et guidé les premières recherches expérimentales. Enfin, nous étudierons certaines propriétés des plasmas obtenus, afin d'évaluer l'importance de différents phénomènes, ce qui déterminera le choix des hypothèses de la théorie.

II.1. LES RECHERCHES DES SERVICES D'IONIQUE GENERALE DU C E A . L'EXPERIENCE " ICARE ".

Le programme des recherches de ce groupe comprend un assez grand nombre d'expériences de chauffage des électrons, de diagnostic, de confinement par champ tournant, d'accélération du plasma, etc. . . . Une bonne description en est donnée dans diverses communications au Colloque International sur l'Interaction des champs H F associés avec un champ magnétique statique avec un plasma ", organisé à Saclay par la Direction de la Physique du C E A les 16 et 17 Septembre 1964 [19]. Nous citerons souvent ces travaux en référence.

Notre travail a été effectué sur la machine "Icare", que nous avons construite, caractérisée par l'utilisation, comme générateur hyperfréquence, d'un tube émetteur de radar, fonctionnant en impulsions de très grande puissance (originellement, Ionisation en CAVité RESonnante).

Des études assez diverses ont été effectuées avec cette machine au cours de son évolution, et nous les avons publiées au fur et à mesure. Elles concernent :

- Des décharges en champs hyperfréquences très élevés [20]. Ces décharges sont contrôlées, non par la diffusion, mais par un mouvement ambipolaire aux parois provoqué par la force de BOOT ($B = 0$)
- La mise au point de nombreux circuits hyperfréquences adaptés à ce type d'expériences et en particulier un klystron amplificateur accordable de 2 MW en impulsions de 100 μ sec. [21].
- L'étude de décharges en champ magnétique autour de la résonance cyclotronique [22] [23].
- La création, dans une bouteille magnétique d'un plasma de grande densité ($1,6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) et peu énergétique ($T_e \approx 10 \text{ eV}$), avec une population énergétique très peu dense [24]. Ce plasma est très voisin de ceux créés par interaction avec un faisceau [25].
- Enfin, c'est l'accélération d'un flux élevé de plasma énergétique qui a fait l'objet des études les plus approfondies, et c'est à cette question que se limitera le présent mémoire. Nous avons déjà publié un résumé d'une partie des résultats expérimentaux [26]. P. BRIAND en a publié une autre.

Nous donnons ci-dessous les caractéristiques essentielles d'Icare ainsi que celles de deux machines apparentées, "PLEIADE" et "CIRCE", dont les résultats préliminaires sont donnés en bas du tableau (1964). :

	PLEIADE	CIRCE	ICARE
Fréquence MHz	2.750	10.000	1.250
Puissance kW	0,8	0,3	2.000
Longueur des impulsions	continu	continu	10^{-4} sec.
Circuit H F	cavité	guide	guide
Surtension	4.000		
Fonctionnement	Accélération	chauffage ou accélération	chauffage ou accélération
Densité électronique cm^{-3}	10^8	10^{12}	10^8 à 10^{12}
Energies électroniques	5 keV	200 eV	10 keV
Energies ioniques	5 keV	50 eV	10 keV
Courant ionique	10^{-3} A		10 A

Dans ces machines, la puissance haute fréquence est communiquée aux électrons. Les premières théories montraient que l'on pouvait transférer cette énergie aux ions (voir paragraphe suivant) grâce aux forces de charge d'espace. Or, pour obtenir de façon efficace la fusion du mélange Deuterium - Tritium, une énergie cinétique ionique de l'ordre de 10 keV est nécessaire et, dans les expériences de BARDET, CONSOLI et GELLER [28], des électrons ont été accélérés à 6 keV et même au dessus.

Dans nos expériences à plus haute puissance, il n'apparaissait donc pas nécessaire d'augmenter beaucoup l'énergie des particules, ni par conséquent le champ électrique haute fréquence. Une intensité suffisante peut être obtenue dans un guide excité en ondes progressives, ce qui constitue, vu du plasma, un système à impédance interne beaucoup plus basse que celle d'une cavité résonnante dans son maximum de champ électrique.

Le circuit hyperfréquence peut ainsi accepter des densités électroniques et accélérer des courants ionique et électronique bien plus élevés, sans que son réglage soit critique.

Dans ces conditions, il devient nécessaire de disposer de pompes à vide assez rapides pour absorber le flux de gaz produit par la recombinaison, à une extrémité de la machine, du flux ionique produit.

Le chapitre VI est consacré à la description détaillée de l'appareillage d'ICARE.

II. 2. CONCEPTIONS THEORIQUES INITIALES

On peut schématiser ces conceptions de la manière suivante. Les mouvements des électrons le long du champ magnétique sont calculés analytiquement avec les pseudo potentiels (eq. I. 3.) dans les régions où la résonance cyclotronique est assurée, avec les forces diamagnétiques dans les autres régions, où les champs hyperfréquences ont peu d'effet. Certaines études numériques ont été faites à la machine à partir des équations de mouvement élémentaires. Les forces diamagnétiques provoquant un mouvement d'ensemble des électrons vers les régions de faible champ magnétique, il en résulte une charge d'espace positive dans la région où se produit l'ionisation, d'où un mouvement d'ensemble des ions présentant au moins une direction préférentielle, qui est celle dans laquelle sont entraînés les électrons. On peut représenter les phénomènes par le schéma de la fig. II. 1 où l'on voit le champ magnétique constant inhomogène $\vec{B}$, le champ électrique haute fréquence $\vec{E}$ régnant dans la région de résonance cyclotronique, les électrons accélérés vers les faibles champs magnétiques et laissant un excédent d'ions positifs. CONSOLI a donné de l'entraînement des ions une théorie unidimensionnelle inspirée de celle de la diffusion ambipolaire : le milieu est suffisamment dense pour qu'une petite séparation des charges permette aux électrons d'entraîner les ions. Comme le modèle traité est unidimensionnel et en régime permanent, les flux, les densités et finalement les vitesses des ions et des électrons sont très voisines. Une paire électron ion peut alors être considérée comme une particule possédant la masse de l'électron dans le plan perpendiculaire au champ magnétique, et celle de l'ion dans la direction parallèle. Le champ de charge d'espace n'apparaît pas explicitement dans le calcul [48] [19], mais peut en être déduit aisément.

Dans une région sans champ haute fréquence, le moment magnétique d'un électron est supposé constant (invariant adiabatique). On a ainsi :

$$\mu = \frac{T_{\perp}}{B} = \frac{T_{\perp 0}}{B_0} \quad (1)$$

$T_{\perp}$ et B étant l'énergie cinétique transversale et le champ magnétique en un point, $T_{\perp 0}$ et B_0 les valeurs initiales.

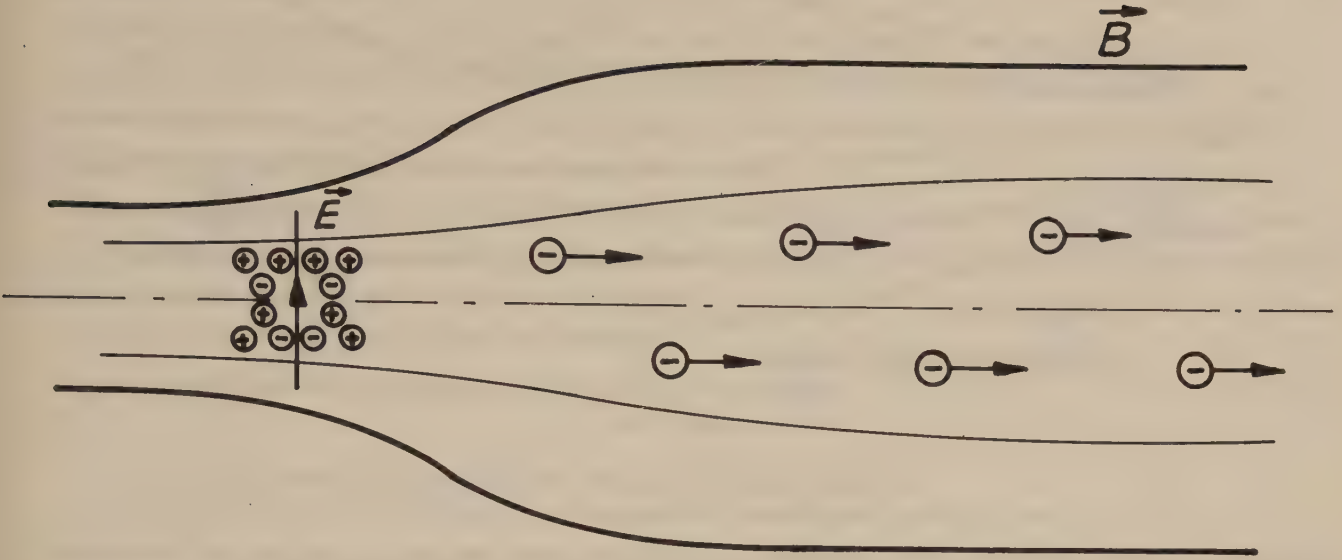


Figure II-1
Schéma de l'accélération d'un plasma

La force diamagnétique sur un électron est :

$$\mathcal{F}_z = -\mu \frac{\partial B}{\partial z} = -\frac{T_0}{B_0} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (2)$$

et l'équation de mouvement est :

$$m_i \frac{dv_z}{dt} = -\frac{T_0}{B_0} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (3)$$

On introduit l'énergie cinétique parallèle de la particule, à peu près égale à celle de l'ion :

$$T_{//} = \frac{1}{2} m_i v_z^2 \quad (4)$$

On obtient aisément sa valeur en fonction du champ magnétique par intégration :

$$T_{//} - T_{//0} = T_0 (1 - B/B_0) \quad (5)$$

Le schéma Fig. II. 2 donne une idée de la forme du champ magnétique et d'une trajectoire électro-
nique :

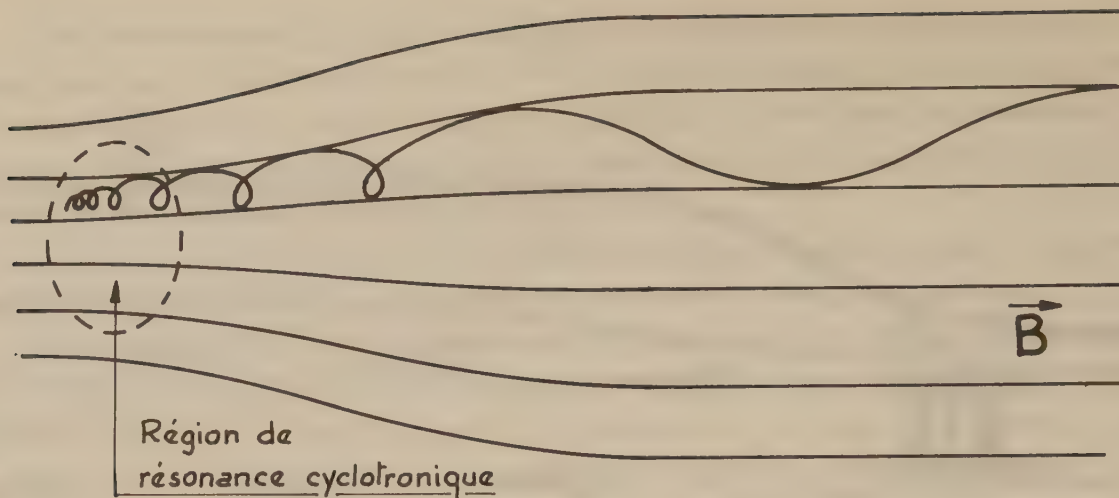


Figure II-2

En diminuant le champ magnétique suffisamment, on peut transférer presque toute l'énergie transversale initiale des électrons au mouvement axial des ions. L'utilisation d'un champ magnétique inhomogène est donc essentielle pour les expériences d'accélération.

Pour étudier la pénétration des champs électromagnétiques dans le plasma, on considère à nouveau un modèle unidimensionnel, c'est-à-dire infini et uniforme transversalement. L'équation de dispersion du mode siffleur est [30] :

$$n^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega (\omega - \omega_c)} \quad (6)$$

Cet indice devient infini à la résonance cyclotronique, mais il reste positif pour toutes les fréquences inférieures à ω_c et la région de résonance cyclotronique est accessible au mode siffleur par le côté des champs magnétiques élevés. Le calcul sans l'approximation W K B, en introduisant dans l'équation différentielle de propagation l'indice local (eq. II.6) montre d'ailleurs [30] que la variation des champs électromagnétiques autour du point de résonance cyclotronique n'est pas très rapide, contrairement aux prévisions de la théorie W K B.

Ainsi, les champs électromagnétiques sont relativement bien connus. Les calculs sont limités aux systèmes infinis transversalement. Mais il subsiste une difficulté importante concernant le calcul des énergies électroniques du fait du pôle de l'équation I.3 ou, plus généralement de la résonance cyclotronique qu'aucun mécanisme n'amortit efficacement. Ce problème ne se pose pas dans les calculs supposant un champ magnétique inhomogène, puisque les électrons ne séjournent pas dans le plan de résonance. CANOBBIO et coll. [31] ont résolu analytiquement ce problème de façon très complète [32 à 35] dans le cas d'un flux ambipolaire (masse tensorielle) et unidimensionnel, ce qui implique, comme on sait, l'égalité des vitesses d'entraînement des électrons et des ions.

II.3. PROGRAMME DE NOTRE ETUDE

Notre programme a donc été l'étude, sur le montage dont les caractéristiques viennent d'être esquissées et seront précisées au chapitre VI, de l'accélération d'un flux élevé de plasma énergétique

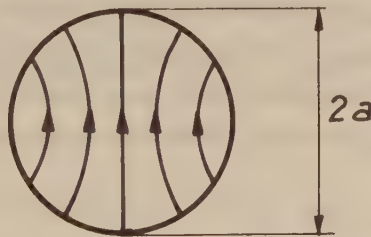
Les buts de l'étude furent les suivants :

- Vérifier qualitativement le modèle esquissé plus haut, notamment en établissant l'existence du potentiel électrostatique.
- Confronter les résultats quantitatifs avec les prévisions théoriques.
- Compléter ou approfondir les modèles théoriques, notamment sur les points suivants : trajectoires électroniques, phénomènes hyperfréquences, champs de charge d'espace et trajectoires ioniques, avec une théorie tridimensionnelle.
- Obtenir les régimes de fonctionnement correspondant au flux maximal de particules, et, en général, à l'absorption maximale de puissance hyperfréquence, étant entendu que l'énergie des ions doit de préférence être de 1 à 10 kilo électronvolts.

II.4. CARACTERES GENERAUX DES PLASMAS ETUDIES.

II.4.1. Fréquences et puissances radioélectriques utilisées.

On a vu au chapitre I qu'il est avantageux d'effectuer les expériences en hyperfréquences où, par ailleurs, les sources sont diversifiées (klystrons, magnétrons, carcinotrons, tubes à ondes progressives avec ou sans champ magnétique transversal) et relativement puissantes, soit en régime continu, soit en impulsions. Par ailleurs, la longueur d'onde est de l'ordre de grandeur des dimensions transversales ce qui permet d'assurer des cartes de champ bien déterminées correspondant aux modes des guides d'onde ou des cavités résonnantes. Pour un guide d'onde dans le mode TE_{11} , la carte du champ électrique a l'aspect ci-dessous :



et son intensité E_0 au centre est reliée à la puissance transportée par la relation :

$$E_0 = \frac{1,08}{a} \sqrt{\frac{\lambda_g}{\lambda_0} P \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}} \quad (7)$$

De 1000 à 3000 MHz, les valeurs typiques de puissance sont :

Régime continu

1 kW

Régime pulsé

1 MW

et les champs correspondant dans un guide d'onde :

100 V/cm

2 kV/cm

Il est commode de caractériser le champ électrique par un paramètre g sans dimensions qui se présente sans cesse dans les calculs de trajectoires électroniques. On voit d'ailleurs d'après les expressions (2) et (3) Chapitre I qu'il est indiqué de faire figurer ω au dénominateur. On définit :

$$g = \frac{e E}{m \omega c} = \frac{1}{2 \pi} \frac{E \lambda_0}{mc^2/e} \quad (8)$$

La quantité $\frac{e E}{m \omega}$ représente la vitesse d'oscillation d'un électron dans un champ E . En l'absence de champ magnétique, ou loin de la résonance, le paramètre g est donc aussi un repère indiquant l'importance des effets relativistes. En présence de champ magnétique, les effets sont naturellement augmentés du fait de la résonance (eq. I (3)). Dans ce cas on prend en outre pour E l'intensité de la composante circulaire droite (qui tourne dans le sens des électrons). Numériquement, on obtient :

$$g = \frac{1}{\pi} \frac{(E \lambda_0)^{1/2} \text{ volt}}{1,02 \cdot 10^6} \quad (9)$$

Les ordres de grandeur sont les suivantes :

Régime continu

$$g < 10^{-3}$$

Régime pulsé

$$g \approx 10^{-2}$$

D'après l'équation I.3, on voit que les énergies cinétiques des électrons seront toujours supérieures ou largement supérieures à quelques dizaines d'électrons-volts.

Les champs électromagnétiques sont généralement modifiés profondément par le plasma et avant tout, à ces fréquences, par les phénomènes électroniques [30]. Comme le plasma est excité par le champ électromagnétique, il est nécessaire que celui-ci puisse le pénétrer. On voit d'après l'équation (II.6) que cela est possible même pour des densités électroniques supérieures à la densité critique définie par l'égalité de la fréquence de plasma des électrons et de la fréquence radio électrique :

$$\omega^2 = \omega_p^2 \neq \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \quad (10)$$

Il suffit que, dans les régions où le plasma est créé, le champ magnétique soit supérieur à celui qui assure la résonance électromagnétique :

$$\omega_c \equiv \frac{e B}{m_e} > \omega \quad (11)$$

II.4.2. Densités électroniques, pressions, fréquences de collisions.

Du paragraphe précédent résultent les faits suivants :

- Le champ électrique est bien supérieur au champ électrique défini par l'équation I.1. L'énergie cinétique des électrons est au moins de l'ordre de grandeur de l'énergie d'ionisation et généralement beaucoup plus grande. Le milieu est fortement, parfois totalement ionisé.

On obtient donc un plasma relativement dense à partir d'une pression de neutres faible.

Précisons les ordres de grandeur. La densité critique pour une fréquence de 3000 MHz est de 10^{11} cm^{-3} . Pour obtenir une densité électronique de l'ordre de $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ avec un coefficient d'ionisation de 10 %, il faut partir d'une pression de neutres de 10^{-3} Torr. Cette valeur représente une limite supérieure des pressions effectivement utilisées, qui descendent souvent jusqu'à 10^{-5} Torr. Comme les études étaient assurément considérées comme préliminaires par rapport à la réalisation de la fusion contrôlée, on a généralement pris comme gaz l'Argon, plus facile à ioniser que l'Hélium et plus lent que l'Hydrogène et l'Hélium. Dans ce gaz, le libre parcours moyen minimum est obtenu pour des électrons de 12 eV et vaut 12 cm à 10^{-3} Torr. Les énergies électroniques obtenues s'élevaient jusqu'à 10 keV. Déjà à 100 eV, le l.p.m est de 50 cm. Les collisions ne jouent en général qu'un rôle secondaire dans les enceintes, longues de 1 m au plus. La fréquence de collisions est à peu près indépendante de l'énergie au dessus de 30 eV et vaut :

$$\frac{\nu_c}{\text{sec}^{-1}} = 13 \times 10^9 \frac{p_o}{\text{Torr}} \quad (12)$$

c'est à dire de $1,3 \cdot 10^5$ à $1,3 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$. Aux fréquences utilisées, le milieu est donc peu ou très peu collisionnel. Les collisions ionisantes sont à fortiori encore plus rares. Si la configuration de champ magnétique réduit très efficacement les fuites de particules (cas des systèmes à deux miroirs ou bouteilles), le bilan de création-disparition des particules sera néanmoins positif et le plasma s'amorcera. Sinon, on utilisera un flux de gaz permanent créant un gradient de pression et l'ionisation se produira au voisinage de l'injection du gaz. Cette caractéristique joue un rôle important pour le choix des modèles théoriques qui sont étudiés dans la 2ème partie. Les figures VI.4 B et VI.6 A montrent la géométrie de l'injecteur et de l'enceinte ; il existe un gradient de pression important autour de cet injecteur ; l'ionisation est la plus probable dans l'injecteur ou légèrement en avant de son extrémité, suivant la valeur du débit de gaz et la variation spatiale du champ magnétique.

II.4.3. Sur la distribution de vitesse des électrons.

Le champ critique mentionné dans le chapitre I (eq. I.1.) vaut 0,2 Volt/cm pour $\nu_c = 10^7 \text{ sec}^{-1}$, $w_o = 10^{10} \text{ cm/sec}$. Or, ce champ est proportionnel à w_o et il est exclu que les électrons acquièrent une vitesse thermique aussi élevée. La différence des ordres de grandeur montre que les électrons ne peuvent se thermaliser par collisions sur les neutres. A faible densité au moins, les mouvements électroniques peuvent être analysés en faisant intervenir uniquement les forces macroscopiques, qui sont dûes au champ magnétique continu, plus ou moins fortement inhomogène, et aux champs électromagnétiques. Etant donné les valeurs élevées de ceux-ci, les forces diamagnétiques sur les électrons et éventuellement les pseudo-potentiels haute fréquence jouent un grand rôle.

L'entropie du système est faible. Néanmoins, la structure des champs électromagnétiques est en général assez complexe pour que, si les particules y séjournent assez longtemps, on aboutisse en chaque point à une distribution très complexe des vitesses. En outre, on ne saurait

pas, en pratique exciter des champs électromagnétiques qui ramènent le système à l'état initial (électrons au repos, sans parler de la recombinaison). On peut donc considérer le système comme irréversible et lui attribuer une entropie. Ces remarques nous ont amené à considérer certains processus d'accélération des particules dans nos expériences comme stochastiques[36], et à donner le principe d'une méthode de calcul simplifiée de la distribution des énergies électroniques.

II.4.4. Longueur de Debye, fréquences de collisions e - e et e - i

Aux fortes densités, on doit évaluer les collisions électrons-électrons et électrons-ions, ce que nous ferons, faute de théorie mieux adaptée, en traitant l'énergie moyenne des électrons comme celle d'une distribution maxwellienne, ce qui conduit à surestimer la longueur de Debye.

Il est en effet d'abord nécessaire de calculer cette grandeur. Pour une densité de 10^{13} cm^{-3} et une vitesse désordonnée de 10^9 cm/sec ($\approx 300 \text{ eV}$), celle-ci est de $5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$, ordre de grandeur caractéristique des tubes électroniques hyperfréquences. Cette valeur est un minimum dans les conditions expérimentales. Pour $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et $3 \cdot 10^9 \text{ cm/sec}$, la longueur de Debye est de $0,5 \text{ cm}$. Elle est encore petite devant les dimensions transversales des plasmas. Pour les densités plus faibles, la fréquence de plasma est trop petite pour que les phénomènes de charge d'espace jouent un rôle en hyperfréquences.

La quantité $\frac{1}{n} \Lambda$ [37] est de l'ordre de 20 et la section efficace de collisions entre particules chargées est approximativement la suivante :

$$\sigma_{\perp} \approx 500 p^2 \quad (13)$$

avec :

$$p = \frac{Z \cdot Z_1 e}{8\pi \epsilon_0 T} = \frac{0,72 \cdot 10^{-7}}{T} \approx 10^{-10} \text{ cm} \quad (14)$$

Pour des électrons de 1 keV , les sections efficaces de collisions sont donc de l'ordre de 10^{-17} cm^2 et restent plus faibles que la section efficace de collisions électrons-neutres (10^{-16} cm^2 à 1 keV).

Les interactions entre électrons et ions sont donc avant tout collectives et seront décrites par les termes de charge d'espace haute fréquence ou continue.

II.4.5. Plasmas secondaires

La population électronique énergétique dont on vient de décrire les caractéristiques est engendrée par ionisation dans la ou les régions où s'établit la résonance cyclotronique des électrons. Ceux-ci émigrent ensuite dans le volume beaucoup plus vaste de l'enceinte. On a vu précédemment que les l.p.m. sont de l'ordre de plusieurs mètres à forte pression (10^{-3} Torr). Or, les libres parcours d'ionisation dans l'argon sont environ 2 fois plus longs seulement [4]. Les trajectoires des électrons ont une longueur développée de l'ordre de 1 mètre et elles sont hélicoïdales. Soit P_i la probabilité pour qu'un électron rapide produise une ionisation avant d'atteindre une paroi. On peut considérer que P_i est de l'ordre de l'unité. Soit I le courant électronique rapide et τ le temps de vie moyen des électrons secondaires.

On a dans l'enceinte un nombre total d'électrons N_e donné par la relation :

$$N_e \approx \frac{I}{e} P_i \tau \quad (15)$$

Si on prend $I = 100 \text{ mA}$, $\tau = 10^{-3} \text{ sec}$, on obtient :

$$N_e \approx 10^{15}$$

Le volume des enceintes est de plusieurs litres. La densité électronique secondaire n'est généralement pas uniforme dans l'enceinte. On voit qu'elle peut être localement élevée dans le cas des hautes pressions et même à pression basse (10^{-5} Torr). En outre, les électrons rapides engendrent des électrons secondaires à l'impact sur les parois. Si le champ électrique continu ou hyperfréquence ne sont pas nuls en ces endroits, il peut aussi s'exciter des plasmas initiés par effect multipactor. Ces phénomènes n'interféreront pas directement avec le plasma énergétique car ils sont limités aux parois, mais ils peuvent consommer la puissance haute fréquence et compliquer les mesures par sondes ou collecteurs; Les conditions d'excitation de l'effet multipactor, ou d'émission secondaire ont été décrites par BROWN [4], et étudiées dans des conditions expérimentales voisines des nôtres par SCHRADER [38] [86].



DEUXIEME PARTIE : ETUDES THEORIQUES

INTRODUCTION,

CHAPITRE III - TRAJECTOIRES ELECTRONIQUES.

CHAPITRE IV - PHENOMENES HYPERFREQUENCES.

CHAPITRE V - CHARGE D'ESPACE, FLUX ET ENERGIES.

INTRODUCTION

Une description théorique complète des systèmes étudiés est évidemment hors de la portée des analystes comme des calculateurs : il s'agit d'un problème de milieu inhomogène avec des conditions aux limites, un comportement non linéaire et une forte réaction du milieu sur les champs électromagnétiques.

De nombreuses études théoriques ont été publiées. Nous les avons citées et partiellement discutées dans les deux premiers chapitres. MOTZ et WATSON en ont publié un compte rendu détaillé [11] (1967). Nous allons les critiquer puis définir un modèle mieux adapté aux conditions de nos expériences.

1. La théorie des forces moyennes de BOOT, WEIBEL, GAPONOV etc... nous paraît mal adaptée aux conditions de notre étude. En effet, les expressions telles que I(3) et I(4) sont évidemment incomplètes. Supposons que l'on accélère un électron jusqu'à une énergie transversale assez élevée et que l'on coupe brusquement le générateur haute fréquence. Les expressions prévoient que les forces s'annulent alors qu'il reste une force diamagnétique si le champ magnétique est inhomogène et si les particules ont eu le temps d'acquérir un rayon de Larmor fini. MOTZ et WATSON ont montré que des termes ont été négligés. En faisant notamment l'hypothèse de variations adiabatiques, ces auteurs obtiennent un pseudo-potentiel de la forme :

$$\Phi = Q(\vec{E}) + \vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (1)$$

où Q est une certaine expression quadratique des champs électromagnétiques (voir par ex. eq. I (3) et I (4)). Nous montrerons que ces expressions quadratiques ne sont jamais utilisables, au voisinage d'une résonance aigüe, et que les forces diamagnétiques sont généralement dominantes dans nos expériences.

2. On considère généralement le milieu comme unidimensionnel [19]. Ceci entraîne des conséquences très restrictives telles que l'égalité des vitesses électroniques et ioniques dans un accélérateur en régime permanent. Or, notamment lorsque le plasma est créé à l'extrémité d'un injecteur de gaz de petit diamètre, on ne peut ignorer la géométrie tridimensionnelle.

3. Il est nécessaire d'utiliser pour les électrons la mécanique relativiste, comme pour les cyclotrons, même si l'énergie cinétique finale des particules n'est qu'une fraction de leur énergie au repos.

Voici comment nous avons développé l'étude théorique qui va suivre :

Le calcul du mouvement des ions est assez simple parce qu'il résulte d'une seule force : celle de la charge d'espace continue. En ce qui concerne les électrons soumis à des forces électromagnétiques hyperfréquences, magnétique et électrique continues, il est indispensable de simplifier le problème.

Nous avons divisé arbitrairement l'espace en deux régions :

a) Dans une région peu étendue voisine de la surface de résonance cyclotronique, mais dont la limite est à préciser (ch. V), le champ électromagnétique communique aux électrons une énergie transversale importante, à laquelle est lié un moment magnétique, suivant l'équation II (1). Les électrons sont aussi soumis aux forces longitudinales qui résultent de ce moment magnétique et à la force de charge d'espace.

Ces deux forces ne produisent pas de mouvements importants dans la région en question car d'une part le champ magnétique y varie peu en valeur relative, d'autre part ces deux forces sont en sens opposés. Lorsque les courants sont forts, leurs effets s'annulent presque totalement, comme c'est le cas en général dans les flux ambipolaires. Nous considérons que, dans cette région, les électrons sont excités à une fréquence voisine ou même égale à la fréquence cyclotronique pendant un temps qui reste à déterminer.

b) Ayant néanmoins acquis un peu de vitesse dans la direction des champs magnétiques faibles, les électrons quittent la première région et nous admettons que le champ électromagnétique ne modifie alors plus leur énergie transversale parce que la condition de résonance n'est plus remplie. Nous ne tenons compte que des forces dues à la charge d'espace et au moment magnétique.

En pratique, le calcul est divisé en trois parties :

Chapitre III. Nous traitons des problèmes de la dynamique des électrons. Les hypothèses qui viennent d'être définies sont précisées et justifiées. Nous introduisons une fréquence de collision équivalente liée au temps de séjour des électrons dans la région a. Nous montrons que l'énergie transversale des électrons, est limitée à la résonance électronique, par la variation relativiste de leur masse.

Chapitre IV. Il traite essentiellement des phénomènes hyperfréquences de charge d'espace électronique. Nous montrons que celle-ci modifie très profondément le champ hyperfréquence et nous calculons les intensités des champs électriques et les vitesses électroniques qui en résultent (orbites cyclotroniques). Celles-ci varient beaucoup suivant le point d'origine des électrons dans la région a)

Chapitre V. Nous choisissons un modèle simplifié mais tridimensionnel de répartition de charge d'espace continue d'où nous déduisons le mouvement des ions. La charge totale des électrons présents est calculée en supposant connus leur courant et leur temps de séjour dans la région a)

Nous aboutissons notamment à un cas limite correspondant aux grands courants, comme dans les théories unidimensionnelles, et où les calculs se simplifient, sans pour autant calculer le courant lui-même : il faut l'introduire comme donnée expérimentale ou résultat d'un autre calcul. Nous envisageons plusieurs cas particuliers suivant le point d'origine, dans la région a), des électrons qui forment l'essentiel du courant accéléré.

Si la limite d'énergie transversale des électrons est déjà fixée, en tenant notamment compte des effets de charge d'espace hyperfréquence, (Ch. III et IV), le cas limite des grands courants est aisément calculable. Sinon, cette énergie se calcule grâce au temps de séjour qui détermine également la charge totale des électrons et le potentiel de charge d'espace continue : il suffit d'écrire que la force diamagnétique est juste capable de faire franchir aux électrons le potentiel retardateur dans le cas des grands courants.

Enfin, nous montrons que les conditions expérimentales correspondent effectivement à ce cas limite, au moins dans les expériences en grande puissance.

CHAPITRE III

TRAJECTOIRES ELECTRONIQUES

III.1. QUELQUES PROBLEMES CONCERNANT LE MOUVEMENT DES ELECTRONS EN CHAMPS HOMOGENES

III.1.1. Solutions élémentaires.

III.1.2. Fréquence de collision équivalente et temps de vie des électrons.

III.2 FORCES MOYENNES.

III.2.1. Limite de validité des pseudo-potentiels haute fréquence.

III.2.2. Comparaison des forces électromagnétiques et diamagnétiques.

III.3. L'EFFET RELATIVISTE.

III.1. QUELQUES PROBLEMES CONCERNANT LE MOUVEMENT DES ELECTRONS EN CHAMPS HOMOGENES

III.1.1. Solutions élémentaires

L'étude du mouvement d'un électron soumis à un champ électrique alternatif $\vec{E}$ et à un champ magnétique continu uniforme $\vec{B}$ perpendiculaire est un problème tout à fait classique dont nous allons rappeler les solutions simples car elles servent de base à beaucoup de calculs ultérieurs. Cela permettra en outre de préciser le sens de certaines fréquences équivalentes de collisions qui seront utilisées dans la suite.

Nous supposons que les équations de mouvement sont de la forme :

$$\ddot{x} + \nu \dot{x} + \omega_c \dot{y} = \frac{e}{m} E_x e^{j\omega t} \quad (1)$$

$$\ddot{y} + \nu \dot{y} - \omega_c \dot{x} = \frac{e}{m} E_y e^{j\omega t} \quad (2)$$

où l'on a posé :

$$\omega_c = - \frac{e}{m} B_0 \quad (3)$$

ν est un paramètre dont le sens physique n'est pas précisé, mais que l'on suppose toujours petit devant ω . On pose :

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{x + jy}{\sqrt{2}} & E_d &= \frac{E_x + j E_y}{\sqrt{2}} \\ \eta &= \frac{x - jy}{\sqrt{2}} & E_g &= \frac{E_x - j E_y}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (4)$$

On décrit ainsi des composantes polarisées circulairement dans le sens de rotation des électrons dans le champ magnétique (d) ou dans le sens inverse (g). Dans ces nouvelles coordonnées, les équations de mouvement s'écrivent :

$$\begin{aligned} \ddot{\xi} + \nu \dot{\xi} - j \omega_c \dot{\eta} &= \frac{e}{m} E_d e^{j\omega t} \\ \ddot{\eta} + \nu \dot{\eta} + j \omega_c \dot{\xi} &= \frac{e}{m} E_g e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (5)$$

On passe d'une équation à l'autre en intervertissant les indices d et g, les grandeurs ξ et η , et en changeant le signe de ω_c . Par intégration, on obtient $\dot{\xi}$:

$$\dot{\xi} = \left\{ \begin{aligned} &\frac{e}{m} E_d \frac{e^{j\omega t} - e^{j\omega t_0} e^{(j\omega_c - \nu)(t-t_0)}}{j\omega + \nu - j\omega_c} \\ &+ \dot{\xi}_0 e^{(j\omega_c - \nu)(t-t_0)} \end{aligned} \right. \quad (6)$$

Dans les problèmes que nous considérons, l'énergie cinétique initiale, voisine de l'énergie d'ionisation, est très faible devant l'énergie acquise dans le champ électromagnétique. On négligera donc $\dot{\xi}_0$. Si ν est fini, la solution en régime permanent est :

$$\dot{\xi} = \frac{e}{m} E_d \frac{e^{j\omega t}}{j\omega + \nu - j\omega_c} \quad (7)$$

Si ν est nul, on obtient l'expression complète :

$$\dot{\xi} = \frac{e}{m} E_d e^{j\frac{\omega+\omega_c}{2}t} e^{j\frac{\omega-\omega_c}{2}t_0} \frac{\sin(\frac{\omega-\omega_c}{2}(t-t_0))}{\frac{\omega-\omega_c}{2}} \quad (8)$$

et, pour $\omega = \omega_c$,

$$\dot{\xi} = \frac{e}{m} E_d e^{j\omega t} (t - t_0) \quad (9)$$

Ce résultat est le même que pour un champ constant, car le champ polarisé circulairement se comporte comme tel pour un électron tournant. Tant que le champ E_d n'est pas très supérieur à E_d , les mouvements qu'il crée, autour de la résonance cyclotronique sont négligeables. On a dans ces conditions :

$$x \approx j y \approx \frac{\xi}{\sqrt{2}} \quad (10)$$

L'énergie cinétique (en électrons volts) qui s'écrit dans le cas général :

$$T = \frac{1}{4} \frac{m}{e} (\dot{x} \dot{x}^* + \dot{y} \dot{y}^*) = \frac{1}{4} \frac{m}{e} (\dot{\xi} \dot{\xi}^* + \dot{\eta} \dot{\eta}^*) \quad (11)$$

se réduit alors au terme en $\dot{\xi} \dot{\xi}^*$.

III. 1. 2. Fréquence de collisions équivalente et temps de vie des électrons

L'expression des vitesses moyennes électroniques que nous venons d'obtenir décrit une population électronique de vie illimitée caractérisée par une fréquence de collisions ν_c . Les plasmas que nous cherchons à décrire sont composés d'électrons ayant une vie limitée et une fréquence de collisions négligeable. Nous allons montrer que dans certaines conditions, les deux cas sont formellement identiques. Nous partons de l'expression III. 1. (6) avec $\dot{\xi}_0 = 0$:

$$\xi = \frac{e}{m} E_d \frac{e^{j\omega t} - e^{j\omega t_0} e^{(j\omega_c - \nu_c)(t - t_0)}}{j\omega + \nu - j\omega_c} \quad (12)$$

On admet d'une part qu'il n'existe pas de corrélation entre les temps d'apparition d'un électron et la phase du champ électromagnétique et d'autre part que la disparition des électrons est régie par une loi de Poisson avec un temps de vie moyen τ , donc sans corrélation non plus avec la phase du champ.

La probabilité dp pour qu'un électron présent au temps t ait été engendré au temps t_0 avec une tolérance dt_0 est donc :

$$dp = \begin{cases} e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} \frac{dt_0}{\tau} & \text{si } t_0 < t \\ 0 & \text{si } t_0 > t \end{cases} \quad (13)$$

L'espérance mathématique de $\dot{\xi}$ pour les électrons présents au temps t est :

$$\langle \dot{\xi} \rangle = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t \dot{\xi} e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} dt_0 \quad (14)$$

En utilisant l'expression (12), on trouve :

$$\langle \dot{\xi} \rangle = \frac{e}{m} E_d \frac{e^{j\omega t}}{j(\omega - \omega_0) + \frac{1}{\tau} + \nu_c} \quad (15)$$

expression formellement identique à (7) à condition de poser :

$$\nu = \nu_c + \frac{1}{\tau} \quad (16)$$

Cela justifie l'utilisation de l'équation (7) plutôt que l'expression complète (6) pour le calcul de la constante diélectrique du plasma, et montre que le paramètre ν introduit au début du calcul peut revêtir différentes significations physiques. Dans cette équation, il apparaît comme une mesure de la cohérence temporelle des phénomènes. En fait, la "rupture de cohérence" décrite ainsi demande en général une dépense d'énergie haute fréquence. Ceci provoque un glissement de la phase entre les différentes composantes (champ électrique et champ magnétique par exemple). L'un des effets sera que la moyenne du vecteur de Poynting ne sera plus nulle, ce qui est nécessaire pour acheminer cette énergie. Ce paramètre ν convient donc pour décrire toute une classe de phénomènes consommant de l'énergie dans une région donnée.

La pseudo-fréquence de collision conduira dans certains cas à un effet de peau que l'on peut qualifier "d'anormal", parce qu'il est lié à un déplacement des particules dû à la température électronique ou aux mouvements d'ensemble que nous étudierons plus loin.

III. 2. FORCES MOYENNES

Si les trajectoires des particules dans un champ magnétique constant et un champ haute fréquence inhomogène sont très complexes en général, il est souvent possible de décomposer le mouvement en une partie à haute fréquence et une partie lentement variable que l'on interprète comme due à des forces moyennes. Ceci est notamment possible lorsque les hypothèses suivantes sont remplies :

A. Les trajectoires sont quasi-circulaires, c'est à dire localement voisines de cercles de rayon ρ (rayon de Larmor) :

$$\rho \approx \frac{v_{\perp} m}{e B_0} \quad (1)$$

Ceci suppose d'une part que le champ magnétique est à peu près homogène sur la distance ρ :

$$|\rho \text{ grad } B_0| \ll |B_0| \quad (2)$$

d'autre part que la vitesse parallèle est petite devant la vitesse perpendiculaire :

$$|v_{\parallel}| \ll |v_{\perp}| \quad (3)$$

enfin que le gain d'énergie par tour est faible devant l'énergie cinétique totale transversale :

$$2 \pi \rho e E \ll \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \quad (4)$$

ou encore :

$$v_{\perp} \gg 4 \pi \frac{E}{B_0} \quad (4')$$

B. Dans la région d'accélération, on a par définition

$$\omega \approx \omega_c \quad (5)$$

Dans les autres régions, l'effet des forces haute fréquence est beaucoup plus faible et on le négligera. On se limitera au cas où le champ électromagnétique agit par sa composante dipolaire électrique locale. On peut effet décomposer autour d'un point le champ électrique en une composante dipolaire (uniforme) et une série de composantes quadripolaires, etc... La condition pour que cette série soit négligeable, pour un électron ayant un rayon de giration ρ autour du point considéré, s'écrit :

$$|\rho \text{ grad } E| \ll E \quad (6)$$

et entraîne en vertu de (1) et (5) :

$$|v \text{ grad } E| \ll \omega E \quad (7)$$

III. 2. 1. Limite de validité des pseudo-potentiels haute fréquence

L'existence et l'expression des pseudo-potentiels électromagnétiques sont établies en partant de l'équation des forces :

$$\vec{f} = e \left[\vec{E}(\vec{r}) + \dot{\vec{r}} \times (\vec{B}_0 + \vec{B}) \right] \quad (8)$$

où $\vec{B}_0$ est le champ constant et $\vec{B}$ le champ haute fréquence. On appelle $\vec{r}_0$ la position moyenne d'un électron pendant une oscillation. Grâce à un développement limite, on obtient :

$$\vec{f} \approx e \left[\vec{E}(\vec{r}_0) + \langle (\vec{r} - \vec{r}_0) \text{ grad} \rangle \vec{E} + \dot{\vec{r}} \times (\vec{B}_0 + \vec{B}) \right] \quad (9)$$

Le pseudo potentiel provient des deux termes :

$$\langle (\vec{r} - \vec{r}_0) \text{ grad} \rangle \vec{E} + \dot{\vec{r}} \times \vec{B} \quad (10)$$

lorsqu'on remplace $\vec{r}$ par l'approximation du premier ordre, obtenue en gardant seulement le premier terme. Chacun des termes du second ordre est le produit d'une composante de champ par une composante de mouvement. Remplacer ces termes par une expression quadratique des champs

revient à admettre une relation de proportionnalité entre les amplitudes de ces quantités qui sont ainsi supposées indépendantes des événements antérieurs. Or, au voisinage d'une résonance, il n'existe pas de telle relation. Soit par exemple u l'une des composantes de $r - r_0$, g la composante d'accélération correspondante. En présence du champ magnétique caractérisé par ω_c , on obtient :

$$\ddot{u} + \omega_c^2 u = g(t) \quad (11)$$

On peut admettre que l'électron provient d'une ionisation au temps t_0 , et que d'autre part $u(t_0) = 0$ et $\dot{u}(t_0) = 0$. La force n'est jamais purement harmonique dans le temps : le champ électromagnétique n'est pas uniforme ; lorsqu'un électron traverse une région de champ élevé, il subit l'effet d'un train d'ondes fini. Le champ magnétique n'est pas uniforme non plus et ω_c dépend du temps pour un électron en translation : cet effet peut être traduit de façon simplifiée en considérant ω_c comme constant et la fréquence de $g(t)$ variable. Ainsi, $g(t)$ occupe une certaine bande de fréquence que nous supposerons relativement étroite, ce que nous exprimerons en posant :

$$g(t) = \gamma(t) e^{j\omega_c t} \quad (12)$$

où $\gamma(t)$ est une fonction lentement variable du temps. La solution générale de (12) pour une particule initialement au repos est :

$$\ddot{u}(t) = \int_{t_0}^t g(\tau) \cos \omega_c (t - \tau) d\tau \quad (13)$$

$$u(t) = \frac{1}{\omega_c} \int_{t_0}^t g(\tau) \sin \omega_c (t - \tau) d\tau \quad (14)$$

En abandonnant des termes rapidement variables en $e^{2j\omega_c t}$, négligeables si $\omega_c (t - t_0) \gg 1$, on obtient :

$$\dot{u}(t) = \frac{e^{j\omega_c t}}{2} \int_{t_0}^t \gamma(\tau) d\tau \quad (15)$$

$$u(t) = \frac{e^{j\omega_c t}}{2j\omega_c} \int_{t_0}^t \gamma(\tau) d\tau \quad (16)$$

Si le champ magnétique constant est nul ($\omega_c = 0$), on est obligé de revenir aux expressions avant approximations, et on obtient par exemple pour la vitesse :

$$\dot{u}(t) = \int_{t_0}^t \gamma(\tau) e^{j\omega_c t} d\tau \quad (17)$$

et, en intégrant par parties :

$$\ddot{u}(t) = \left[\frac{\gamma(\tau) e^{j\omega_c \tau}}{j\omega_c} \right]_{t_0}^t - \int_{t_0}^t \frac{e^{j\omega_c \tau}}{j\omega_c} \dot{\gamma}(\tau) d\tau \quad (18)$$

Comme $\gamma(\tau)$ est une fonction lentement variable, le second terme est négligeable et la solution simple classique :

$$\dot{u}(t) = \frac{g(t) - g(t_0)}{j\omega_c} \quad (19)$$

est une bonne approximation. Les équations (15) et (16) montrent que les relations de proportionnalité entre les valeurs instantanées des variables de mouvement et du champ E , justifiées sans champ magnétique (eq. 19) sont remplacées par une relation intégrale autour de la résonance cyclotronique (ou de toute autre résonance peu amortie). C'est pourquoi on ne doit utiliser les pseudo-potentiels haute fréquence qu'avec précautions.

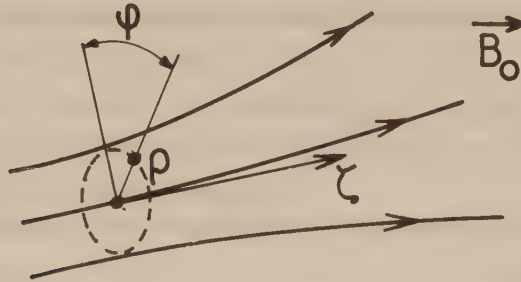
On peut aussi approcher le problème de la façon simple suivante. Si l'amplitude du champ électrique apparent vu par un électron est E , un électron demande, pour atteindre la vitesse $\dot{v}$ du fait de ce champ, un temps minimum :

$$t \geq \frac{m v}{e E} \quad (20)$$

Si le système est très voisin de la résonance, la vitesse maximale v est très grande, ainsi que le pseudo potentiel, mais cette vitesse n'est pas nécessairement atteinte. Si les électrons se déplacent beaucoup au voisinage de la région de résonance cyclotronique, les forces haute fréquence moyennes sont beaucoup plus petites que prévues par les expressions du pseudo potentiel.

III. 2. 2. Comparaison des forces électromagnétiques et diamagnétiques.

Nous considérons un électron animé d'un mouvement quasi circulaire dans un plan perpendiculaire au champ magnétique constant B_0 (première approximation). On définit un axe ζ tangent à B_0 :



L'équation des forces suivant ζ s'écrit, $\mathcal{E}$ et $\mathcal{B}$ étant les champs totaux :

$$m \ddot{\zeta} = e [\mathcal{E}_{\zeta} + \dot{\rho} \mathcal{B}_{\varphi} - \rho \dot{\varphi} \mathcal{B}_{\rho}] \quad (21)$$

Nous n'écrivons pas les projections sur les axes perpendiculaires à B_0 parce que les accélérations du centre du guidage correspondants sont convertis par le champ magnétique en vitesse de dérive faible. Dans un système à symétrie circulaire, on obtient un mouvement de rotation lent qui ne change pas la forme du système (mais qui peut donner naissance à des instabilités).

Les champs étant la somme d'une composante continue (indice 0) et d'une composante haute fréquence (pas d'indice), on écrit :

$$m \ddot{\zeta} = e [E_{\alpha\zeta} + E_{\zeta} + \dot{\rho} B_{0\varphi} + \dot{\rho} B_{\varphi} - \rho \dot{\varphi} B_{0\rho} - \rho \dot{\varphi} B_{\rho}] \quad (22)$$

- Le terme $E_{0\zeta}$ correspond à un potentiel appliqué (sonde ou collecteur), ou à un potentiel de charge d'espace qui joue un grand rôle dans nos expériences.

- Le terme E_{ζ} conduit à un faible mouvement d'oscillation (pas de résonance) et ne conduit pas à un entraînement important.
- Nous admettons que $B_{o\varphi}$ est négligeable autour de l'axe (ligne de champ sans torsion)
- B_{ζ} et B_{ρ} étant en général du même ordre de grandeur parce que le centre de guidage ne coïncide pas avec un axe de symétrie du champ électromagnétique, et $\rho\dot{\varphi}$ étant bien plus grand que $\dot{\rho}$ (trajectoire quasi circulaire), on néglige le terme $\rho\dot{\varphi}B_{\rho}$. On obtient :

$$m \ddot{\zeta} = e E_{o\zeta} - e \rho \dot{\zeta} (B_{o\rho} + B_{\rho}) \quad (22)$$

Il reste, à part la force électrique :

- La force due à la composante radiale du champ constant $B_{o\rho}$ et que l'on peut appeler force diamagnétique.
- La force électromagnétique en B_{ρ} analogue à la pression électromagnétique sur un conducteur. C'est elle qui conduit aux termes les plus grands des pseudo potentiels.

Nous allons comparer ces deux dernières forces. Comme l'axe ζ est pris tangent à la ligne de champ magnétique dont la divergence est nulle, on a :

$$B_{o\rho} \approx - \frac{\rho}{2} \frac{\partial B_o}{\partial \zeta} \quad (23)$$

La parenthèse de l'équation (23) s'écrit alors :

$$- \frac{\rho}{2} \frac{\partial B_o}{\partial \zeta} + B_{\rho} \quad (24)$$

Pour une répartition de champs donnée, il existe une valeur ρ_c de ρ , donc aussi de l'énergie transversale, en dessous de laquelle la pression électromagnétique domine, au dessus de laquelle la force diamagnétique domine.

$$\rho_c = \frac{2 B_{\rho}}{\frac{\partial B_o}{\partial \zeta}} = 2 l \frac{B_{\rho}}{B_o} \quad (25)$$

où l'on a défini la longueur caractéristique l d'inhomogénéité du champ magnétique :

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{B_o} \frac{\partial B_o}{\partial \zeta} \quad (26)$$

Comme $e B_{\rho} / m$ est la vitesse transversale de la particule, on peut introduire l'énergie critique transversale T_{1c} (en électron volts).

$$T_{1c} = 2 \frac{e}{m} l^2 B_{\rho}^2 \quad (27)$$

B_{ρ}^2 est relié directement à la puissance électromagnétique. Prenons pour exemple une onde progressive excitée par un générateur de 100 kW dans un guide (mode TE_{11}) ; on trouve (voir ch. VI) :

$$E \approx 1,5 \text{ kV / cm}$$

$$B_{\rho} \approx \frac{\lambda_o}{\lambda_g} \frac{E}{c} \approx 2 \text{ Gauss}$$

Das nos conditions expérimentales :

$$l = 15 \text{ cm}$$

On obtient :

$$\rho_c = 0,14 \text{ cm}$$

$$T_{1c} = 310 \text{ eV}$$

On verra (chapitre VI) que les électrons atteignent une énergie transversale de 20 keV conformément à la théorie précédente. La force électromagnétique ne joue un rôle qu'au début de l'accélération pendant un temps très court.

Pour les expériences en fonctionnement continu avec une puissance de 100 Watts :

$$E = 50 \text{ V/cm}$$

$$B_p \approx 0,06 \text{ Gauss}$$

$$\rho_c \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$$

$$T_{lc} \approx 0,16 \text{ eV}$$

L'énergie mesurée des électrons est de l'ordre de quelques kilovolts. Le rôle de la force électromagnétique est là encore négligeable.

En résumé, les forces sont les suivantes :

- Force électrique haute fréquence de la théorie linéaire .
- Force de Lorentz due au champ continu exprimée sous sa forme élémentaire (B supposé homogène).
- Forces de charge d'espace.
- Force diamagnétique, qui tient compte de l'inhomogénéité de B.
- Forces électromagnétiques moyennes croissant comme le carré des amplitudes de champ et ne jouant de rôle qu'aux puissances électromagnétiques extrêmement élevées. Les différentes théories non linéaires de l'accélération, relativiste ou non, en champ inhomogène ou homogène, conduisent en effet à des variations de $T_{\perp}$ en fonction du carré des champs plus lentes que celle de l'énergie critique définie plus haut. Les forces électromagnétiques moyennes jouent donc un rôle :

1°. Si le gradient de champ magnétique continu est faible.

2°. Dans les régimes à vitesse faible en intensité de champs fort. Dans ces cas, elles peuvent déplacer les particules avant qu'elles n'aient atteint une énergie élevée. Ce n'est pas le cas dans nos conditions expérimentales.

III. 3. L'EFFET RELATIVISTE.

Nous avons montré [36] que la mécanique relativiste limite l'énergie maximum comme dans les cyclotrons [40], mais avec une loi différente en fonction des champs appliqués. La limite peut être très basse. Dans de nombreuses expériences de physique des plasmas, elle peut se situer entre 100 et 10.000 électron-Volt.

Dans la partie de la trajectoire à très basse énergie, les équations non relativistes sont valables. Peu après le démarrage, la portion de trajectoire décrite pendant un cycle se rapproche de plus en plus d'un cercle à condition que le gain d'énergie par tour soit petit devant l'énergie elle-même. Comme on peut le vérifier a posteriori, il en est pratiquement toujours ainsi. On peut alors écrire pour la dérivée temporelle de l'énergie cinétique T exprimée en électron-Volt :

$$\frac{dT}{dt} = E v \cos \varphi \quad (1)$$

où E est l'amplitude de la composante polarisée circulairement dans le sens de la rotation, v la vitesse tangentielle :

$$v = \omega_c \rho \quad (2)$$

et φ la phase entre E et v .

L'effet relativiste est dû principalement à la variation de la "masse transversale" [40] [81] ce qui conduit à écrire :

$$\omega_c = \frac{e}{m_0} B_0 \frac{m_0}{m} = \omega_{c0} \frac{W_0}{W_0 + T} \quad (3)$$

W_0 étant l'énergie au repos de l'électron en électron-Volt ($0.51 \cdot 10^6$ eV). On a, si T reste petit devant W_0 et $\omega = \omega_{c0}$:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega - \omega_c = \omega \left(1 - \frac{W_0}{W_0 + T} \right) \approx \omega \frac{T}{W_0} \quad (4)$$

d'où :

$$\frac{dT}{d\varphi} = \frac{E W_0}{\omega} \frac{v \cos \varphi}{T} \approx \frac{e W_0}{\omega} \frac{\sqrt{\frac{2e}{m_0}} \cos \varphi}{\sqrt{T}} \quad (5)$$

On obtient par intégration entre deux instants t_1 et t_2 :

$$T_2^{3/2} - T_1^{3/2} = 3 \sqrt{\frac{e}{2m_0}} \frac{E W_0}{\omega} (\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1) \quad (6)$$

Si $T_1 = 0$, on a $\varphi_1 = 0$ puisque la vitesse est toujours en phase avec le champ électrique au début du mouvement à la résonance cyclotronique, lorsque la vitesse initiale proprement dite est nulle. Dans ce cas, la valeur maximale T_m de T est :

$$T_m = W_0 \left[\frac{3}{2\pi\sqrt{2}} \frac{E \lambda}{W_0} \right]^{2/3} \quad (7)$$

On remplace E par le paramètre sans dimension g défini au chapitre II (eq. 8). On obtient alors :

$$T_m = 0,85 \cdot 10^6 g^{2/3} \text{ (eV)} \quad (8)$$

Comme on le montre au chapitre VI, dans les conditions les plus typiques de nos expériences, la valeur numérique de g est donnée par l'expression :

$$g = 0,155 \cdot 10^{-4} \sqrt{P} \quad (\text{Watt}) \quad (9)$$

P étant la puissance qui traverse le guide, d'où :

$$T_m = 530 P^{1/3} \quad (\text{eV, Watt}) \quad (10)$$

P était de l'ordre de 100 Watts dans nos expériences en régime continu (chapitre VI) et de 100 kW pour le régime pulsé (chapitre VII). La théorie donne les valeurs de $T_{\max}$ de 2,5 keV et 25 keV respectivement. L'énergie cinétique maximale varie comme la puissance $2/3$ du champ électrique, c'est à dire comme la puissance $1/3$ de l'énergie haute fréquence. On peut expliquer ce résultat en remarquant que le nombre de révolutions nécessaires pour atteindre une certaine énergie croît comme la racine de cette énergie alors que le déphasage par tour croît comme l'énergie. Le déphasage total varie donc comme la puissance $3/2$ de l'énergie. On peut calculer le temps t_m nécessaire pour atteindre l'énergie maximale :

$$d\varphi = \omega \frac{T}{W_0} dt = \frac{\omega}{W_0} T_m (\sin \varphi)^{2/3} dt \quad (11)$$

d'où :

$$t_m = \frac{W_0}{T_m} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{(\sin \varphi)^{2/3}} \quad (12)$$

La valeur de l'intégrale est environ 3.64. On a donc :

$$t_m = 0,58 \frac{W_0}{T_m} \frac{2\pi}{\omega} \quad (13)$$

Il est à noter que des énergies bien plus élevées ont été obtenues par certains chercheurs, notamment ceux d'Oak Ridge [17][18][69]. Nous avons montré [36] qu'il s'agit probablement d'une accélération stochastique [41].

L'étude des phénomènes relativistes a continué à progresser [72] [73][34] [74] [38]. Nos études théoriques exposées ici sont suffisantes pour expliquer nos résultats expérimentaux.



CHAPITRE IV

PHENOMENES HYPERFREQUENCES

IV.1. ETUDE DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE

IV.1.1. Rôle des courants de convection dans une colonne de plasma magnétisé.

IV.1.2. Résonances d'une sphère remplie d'un matériau anisotrope.

IV.1.3. Composantes de champ dans et autour de la sphère.

IV.2. PHENOMENES ELECTRONIQUES

IV.2.1. Vitesses et énergies.

IV.2.2. Comportement en régime non linéaire.

IV.3. CONCLUSIONS.

CHAPITRE IV

PHENOMENES HYPERFREQUENCES

Il est nécessaire de connaître l'amplitude et la répartition spatiale du champ électromagnétique dans le plasma, afin de calculer les mouvements des particules.

La propagation dans une enceinte contenant un plasma "magnétisé", c'est à dire baignant dans un champ magnétique constant, a été étudiée par de très nombreux auteurs. Les solutions numériques ne peuvent en général être obtenues qu'à la machine. Deux cas particuliers sont importants pour cette étude :

- a) Le plasma n'occupe qu'une région limitée de l'espace. On peut traiter le plasma comme un élément le circuit localisé [44] [45].
- b) Le plasma remplit jusqu'aux surfaces métalliques une partie étendue du circuit, par exemple une cavité électromagnétique ou un tronçon de guide d'ondes. Ce cas a été traité, notamment par STIX [30] et de façon particulièrement exhaustive par CANOBBIO, BRAMBILLA [31] [33] [42].

Dans les expériences utilisant un dispositif qui injecte le plasma à quelque distance de la surface de résonance cyclotronique, on a vu (Ch. II. 4. 2) que le jet produit est en général localisé assez loin des parois du guide et suit les lignes d'induction magnétique. Sa constante diélectrique ne devient très grande qu'au voisinage de la surface de résonance. Le champ électromagnétique n'est donc modifié profondément que dans un volume ellipsoïdal plus ou moins allongé suivant la valeur du gradient de champ magnétique. Au lieu d'une injection par jet, on peut engendrer une boule de plasma par impact d'un faisceau de laser sur une cible solide [92]. Le plasma lui-même est alors plus ou moins sphérique.

Dans ce chapitre, nous exposerons les points suivants :

A. Dans leur étude sur la diffraction par un cylindre de plasma plongé dans un champ magnétique, MESSIAEN et VANDENPLAS [44], après avoir établi la solution des équations de Maxwell qui s'exprime en fonction de Bessel du rayon, ont remplacé ces fonctions par leur développement à l'origine. Cela aboutit à la solution ordinairement appelée électrostatique : les charges sont "lentement" variables, ce qui permet de négliger le courant de déplacement $\epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$; en outre, les courants électroniques ou de convection sont faibles et le champ magnétique est donc négligeable. En fait, à certaines résonances, le plasma est le siège de courants très importants qui pourraient mettre cette approximation en défaut. Nous avons montré sur le modèle cylindrique, que l'approximation reste bonne dans les conditions qui nous importent (paragraphe IV. 1. 1.).

B. Nous avons résolu le problème d'une sphère plongée dans un champ magnétique constant et excitée par un champ électrique perpendiculaire homogène (paragraphe IV.1.2.). Le comportement d'un cylindre de plasma dans un champ magnétique constant B homogène et un champ électromagnétique indépendant de la coordonnée z parallèle à B a été étudié théoriquement et expérimentalement par MESSIAEN et VANDENPLAS [43] [44] [45]. On trouve que la résonance électrostatique dipolaire de LANGMUIR TONKS [46] pour un plasma froid, se dédouble en présence de champ magnétique, en une résonance droite (c'est à dire où les électrons tournent dans le même sens que le champ électrique) et une résonance gauche (voir fig.IV.1). A basse densité électronique, la résonance droite rejoint la résonance cyclotronique.

C. Nous avons étudié les champs, les vitesses et les énergies électroniques qui en résultent. On trouve des comportements très différents pour les électrons des régions internes et externes du plasma (paragraphe IV.1.3. IV.2.).

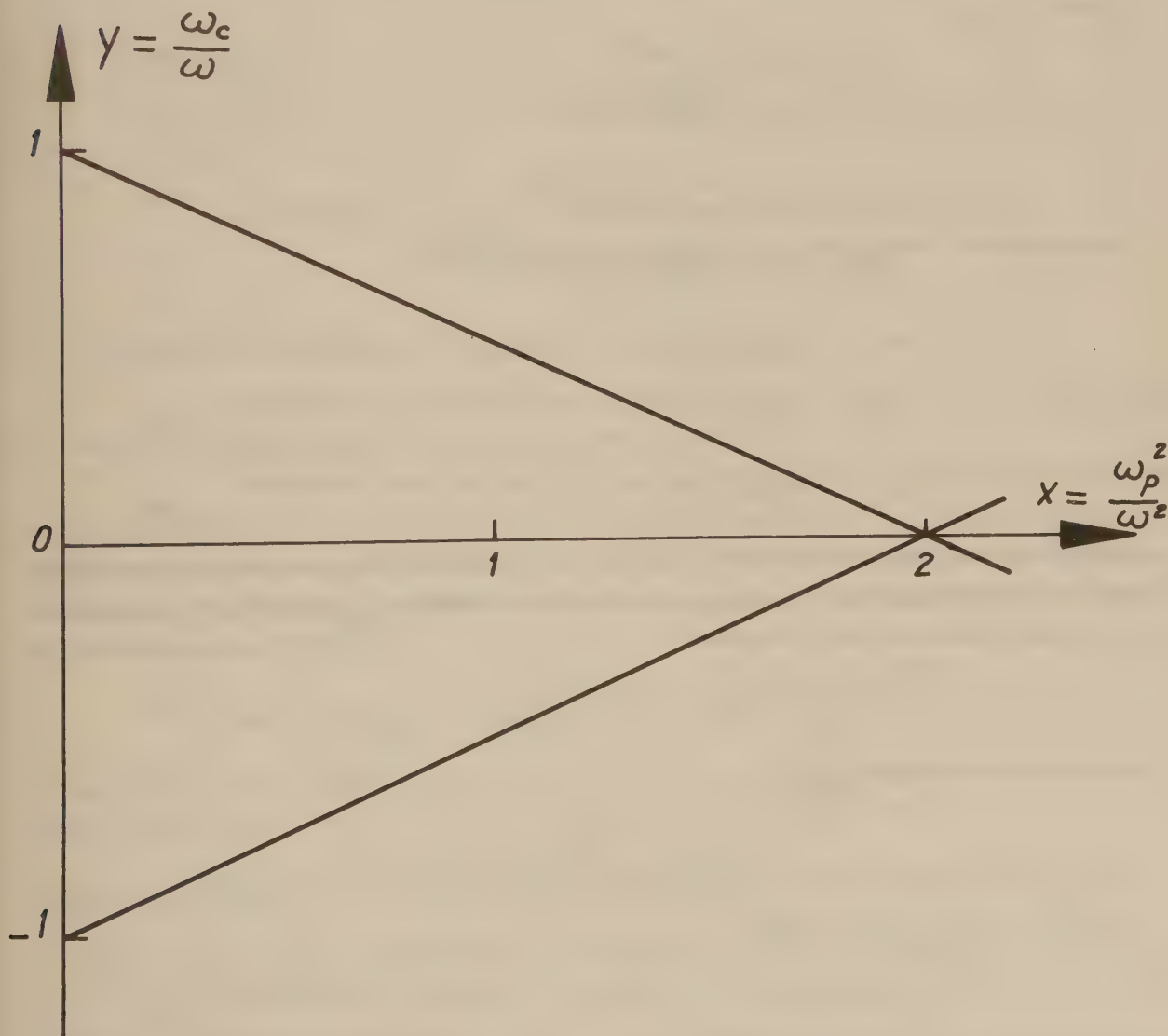


Figure IV.1

RESONANCE D'UN CYLINDRE DE PLASMA FROID
INFINIMENT LONG

IV.1. ETUDE DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE.

IV.1.1. Rôle des courants de convection dans une colonne de plasma magnétisée.

Nous considérons comme MESSIAEN et VANDENPLAS [44] un cylindre de rayon a rempli de plasma. Dans un régime invariant suivant l'axe z parallèle à B , une classe de solutions est caractérisée par les composantes : H_z E_ρ E_φ

En écrivant les équations de Maxwell, il s'avère plus simple d'inverser la relation habituelle

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{\epsilon} \cdot \vec{E} \quad (1)$$

en introduisant le tenseur $\vec{\alpha}$:

$$\vec{\alpha} = (\vec{\epsilon})^{-1} \quad (2)$$

ayant posé :

$$K^2 = \frac{\omega^2}{c^2 \alpha_{\rho\rho}} \quad (3)$$

on trouve :

$$H_z = H_0 J_1(K\rho) e^{-j\varphi} \quad (4)$$

$$D_\rho = \frac{H_0}{\omega} \frac{J_1(K\rho)}{\rho} e^{-j\varphi} \quad (5)$$

$$D_\varphi = - \frac{K}{j\omega} H_0 J_1'(K\rho) e^{-j\varphi} \quad (6)$$

L'approximation "électrostatique" conduirait aux expressions :

$$K\rho \approx 0 \quad (7)$$

$$H_z = H_0 \frac{K\rho}{2} e^{-j\varphi} \approx 0 \quad (8)$$

$$D_\rho = - \frac{KH_0}{2\omega} e^{-j\varphi} \quad (9)$$

$$D_\varphi = - \frac{KH_0}{2j\omega} e^{-j\varphi} \quad (10)$$

obtenues en remplaçant les fonctions de Bessel par le premier terme de leur développement. Elles ne sont pas valables lorsque $\alpha_{\rho\rho}$ est petit. Pour calculer $\alpha_{\rho\rho}$, on part des expressions bien connues du tenseur et l'on obtient :

$$\alpha_{\rho\rho} = \frac{(\omega^2 - \omega_c^2 - \omega_p^2) \omega^2}{(\omega^2 - \omega_p^2)^2 - \omega^2 \omega_c^2} = \frac{1 - Y^2 - X}{(1 - X)^2 - Y^2} \quad (11)$$

avec les notations habituelles :

$$X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad Y = \frac{\omega_c}{\omega}$$

La figure IV. 2 donne les courbes de niveau de $(\alpha_{\rho\rho})^{-1}$ en fonction de ces grandeurs. L'effet recherché se manifeste fortement :

a) autour de la parabole

$$X = 1 - Y^2 \quad (12)$$

qui correspond à la résonance hybride :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2 \quad (13)$$

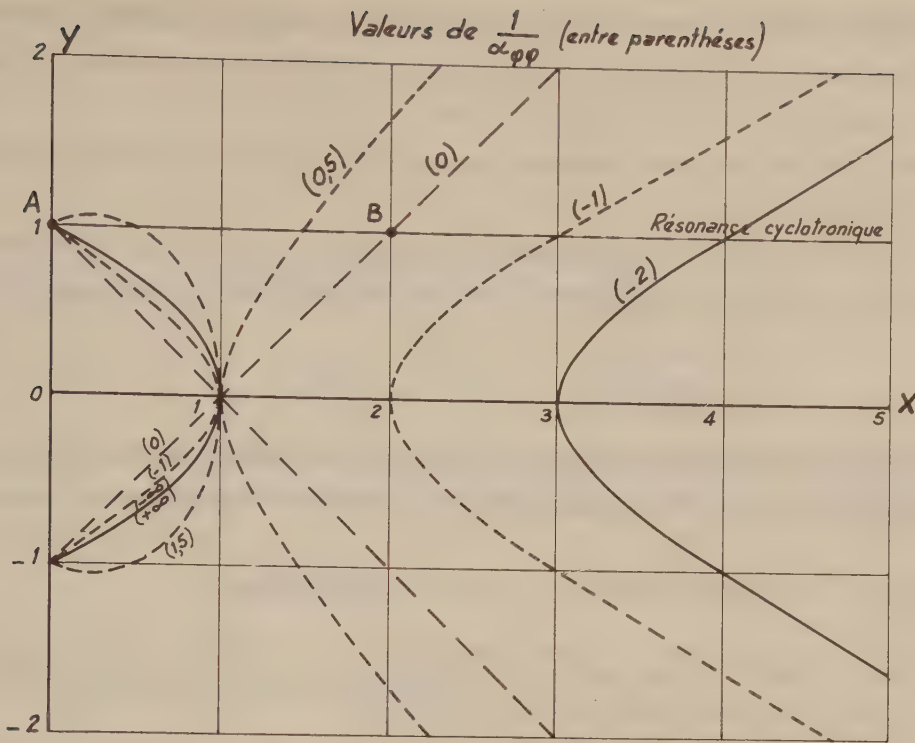


Figure IV.2

VALEURS DE $\frac{1}{\alpha \varphi \varphi}$ EN FONCTION DE LA DENSITE ET DU
CHAMP MAGNETIQUE NORMALISES

b) pour les très fortes valeurs de la densité, soit de ω_p^2 .

Dans la majeure partie du plan, $\omega r/c \sqrt{\alpha \rho \rho}$ est de l'ordre de $\omega r/c$ et les conditions de validité de l'approximation électrostatique sont remplies.

Nous avons toutefois étudié l'excitation par un champ extérieur au voisinage de la résonance hybride (eq. 13). Comme le montrent les équations (3) à (6), K devenant très grand, les fonctions de Bessel prennent des valeurs alternativement positives et négatives et d'autant plus rapidement que l'on s'approche de cette résonance. On peut établir l'existence d'une infinité de modes propres définis par l'équation :

$$(1 + j\alpha\varphi\varphi) \frac{J_1(Ka)}{Ka} + \alpha\rho\rho J_1'(Ka) = 0 \quad (14)$$

a étant le rayon de la colonne de plasma. Les racines sont données pour $n \geq 1$ avec une très bonne approximation par :

$$X_n - X_0 = Y^2 (1 - Y^2) \left(\frac{\omega a}{\pi c} \right)^2 \frac{1}{(n + \frac{1}{4})^2} \quad (15)$$

X_0 étant la valeur correspondant à Y sur la parabole de la résonance hybride. La valeur numérique de $X_n - X_0$ est inférieure à 10^{-2} dans des cas pratiques. Ces résonances seront alors masquées par des pertes quelconques correspondant à une valeur de $\frac{\omega}{\nu}$ de l'ordre de 10^2 . Le terme de pertes conduit autour de la résonance hybride à la valeur :

$$Ka = \frac{\omega a}{c} \left[\frac{X^2 - X}{j(X-2)} \frac{\omega}{\nu} \right]^{1/2} \quad (16)$$

On a alors un véritable effet de peau dû à une conductivité réelle. L'épaisseur de peau est :

$$\delta = \frac{c}{\omega} \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} \sqrt{\frac{2-X}{X-X^2}} \quad (17)$$

Elle est de l'ordre de 1 cm dans des conditions typiques. Autour de la résonance hybride subsiste donc une seule résonance amortie.

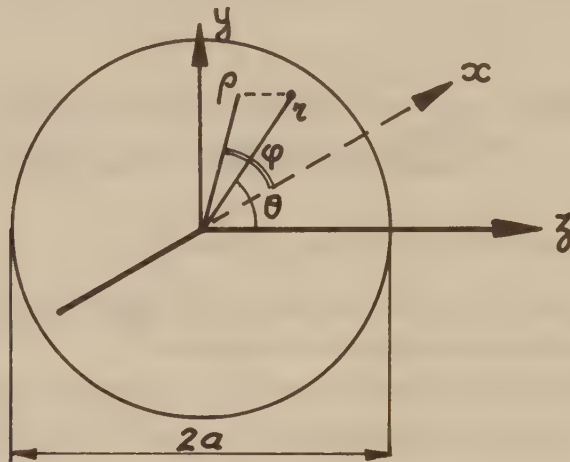
La résonance $n = 0$ correspond à la résonance électrostatique et on trouve qu'elle est légèrement déplacée si le rayon du plasma est fini. On obtient en seconde approximation :

$$\frac{X}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega a}{2c} \right)^2} = + 2 (Y - 1) \quad (18)$$

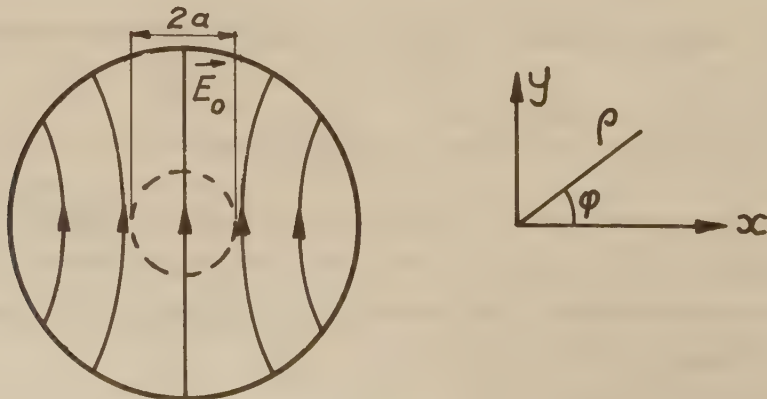
La région de densité faible à la fréquence cyclotronique est très singulière (Fig. IV. 2.) et ne peut être traitée qu'en tenant compte des pertes d'énergie si petites soient-elles.

IV.1.2. Résonances d'une sphère remplie d'un matériau anisotrope.

Nous considérons une sphère remplie d'un plasma de densité électronique uniforme plongée dans un champ magnétique B également uniforme :



Le plasma est excité par un champ électrique extérieur E_0 , par exemple celui du guide d'ondes, que nous pourrions supposer uniforme dans le volume du plasma, si son diamètre $2a$ n'est pas trop grand, pour le mode TE :



Dans la mesure où le champ extérieur est uniforme, il dérive d'un potentiel. L'hypothèse électrostatique est justifiée dans un petit volume du guide d'ondes, si les courants ne sont pas trop intenses

A part les paramètres X et Y, nous désignerons par Q le rapport ω/ν . On a alors :

$$\epsilon_{\rho\rho} = \epsilon_{\varphi\varphi} = 1 - \frac{\omega_p^2 (1 - j\nu/\omega)}{(\omega - j\nu)^2 - \omega_c^2} = 1 - \frac{X (1 - j/Q)}{(1 - j/Q)^2 - Y^2} \quad (19)$$

$$\epsilon_{\rho\varphi} = -\epsilon_{\varphi\rho} = -j \frac{\omega_p^2 \omega_c/\omega}{(\omega - j\nu)^2 - \omega_c^2} = -j \frac{XY}{(1 - j/Q)^2 - Y^2} \quad (20)$$

$$\epsilon_{zz} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega (\omega - j\nu)} = 1 - \frac{X}{1 - j/Q} \quad (21)$$

On va traiter le cas d'un champ exciteur polarisé circulairement droit (c'est à dire tournant dans le même sens que les électrons). Dans les coordonnées sphériques r, θ, φ . Ce champ dérive du potentiel Φ :

$$\Phi = -P_1^1 (\cos\theta) e^{-j\varphi} E_{od} r \quad (22)$$

où E_{od} représente l'amplitude de la composante à polarisation circulaire droite. Pour obtenir l'effet de la polarisation gauche, il suffit de changer le signe du champ magnétique, c'est à dire de Y.

On écrira les potentiels à l'intérieur et à l'extérieur de la sphère, qui sont les solutions non divergentes les plus générales de l'équation de Laplace, c'est à dire :

$$\Phi_i = \sin\theta e^{-j\varphi} E_{ld} r \quad (23)$$

$$\Phi_e = \sin\theta e^{-j\varphi} (E_{od} r - \frac{p_d}{4\pi\epsilon_0 r^2}) \quad (24)$$

E_{ld} étant le champ à l'intérieur du plasma et p_d le moment dipolaire des charges du plasma.

En raccordant les inductions électriques à la surface de la sphère ($r = a$), il est nécessaire d'exprimer les composantes du tenseur $\bar{\epsilon}$ en coordonnées sphériques alors que son expression la plus simple, eq. (19) et (20), est en coordonnées cartésiennes ou cylindriques. On obtient finalement :

$$E_{ld} = \frac{E_{od}}{1 - \frac{\omega_p^2}{3\omega(\omega - j\nu - \omega_c)}} = \frac{E_{od}}{1 - \frac{X}{3(1 - j/Q - Y)}} \quad (25)$$

$$p_d = \frac{4\pi\epsilon_0 a^3 E_{od}}{1 - 3 \frac{\omega(\omega - j\nu - \omega_c)}{\omega_p^2}} = \frac{4\pi\epsilon_0 a^3 E_{od}}{1 - 3 \frac{1 - j/Q - Y}{X}} \quad (26)$$

Les résonances sont données pour les deux polarisations par :

$$\left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)_d = \frac{X_d}{g} = 3 \left(1 \mp \frac{\omega_c}{\omega} \right) \quad (27)$$

La seule différence par rapport au cas cylindrique uniforme suivant l'axe est la présence du facteur 3 et non 2.

On conclut que la géométrie du plasma n'a pas grande influence tant que le champ électrique exciteur est assez uniforme et perpendiculaire au champ magnétique, ce qui est le cas si les dimensions du plasma sont petites devant celles d'un guide d'ondes ou d'une cavité résonnante excités dans un mode TE.

Le problème de la sphère admet naturellement une autre solution dipolaire si le champ électrique exciteur est parallèle au champ magnétique : il l'est alors également dans le plasma et on trouve la même solution que sans champ magnétique :

$$\frac{\omega}{2} \frac{P}{\omega} \equiv X = 3 \quad (28)$$

Dans la discussion, nous utiliserons constamment les termes : "résonance cyclotronique", caractérisant la condition $\omega = \omega_c$ ou $Y = 1$, et "résonance dipolaire" caractérisant la condition :

$$\frac{\omega}{2} \frac{P}{\omega} = 3 \left(1 - \frac{\omega}{\omega_c}\right) \text{ ou } X = 3 (1 - Y)$$

IV.1.3. Composantes de champ dans et autour de la sphère

Pour calculer les mouvements électroniques, il faut obtenir les champs en coordonnées cylindriques $\rho \varphi z$. On obtient avec les valeurs (23) et (24) :

$$\Phi_1 = E_{1d} \rho e^{-j\varphi} \quad (29)$$

$$\Phi_e = \left[E_{od} \rho - \frac{P}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho}{(\rho^2 + z^2)^{3/2}} \right] e^{-j\varphi} \quad (30)$$

On a à l'intérieur :

$$\sqrt{2} E_\rho = E_{1d} = \frac{E_{od}}{1 - \frac{X}{3(1-j/Q - Y)}} \quad (31)$$

$$\sqrt{2} E_\varphi = -j \sqrt{2} E_{1d} \quad (32)$$

Ce champ est polarisé circulairement. A l'extérieur :

$$\sqrt{2} E_\rho = E_{od} + \frac{P}{4\pi\epsilon_0} \frac{2\rho^2 - z^2}{(\rho^2 + z^2)^{5/2}} \quad (33)$$

$$= E_{od} \left[1 + \frac{a^3}{1 - 3 \frac{1-j/Q - Y}{X}} \frac{2\rho^2 - z^2}{(\rho^2 + z^2)^{5/2}} \right]$$

$$\sqrt{2} E_\varphi = j E_{od} \left[1 - \frac{a^3}{1 - 3 \frac{1-j/Q - Y}{X}} \frac{1}{(\rho^2 + z^2)^{5/2}} \right] \quad (34)$$

On voit que le champ extérieur est polarisé elliptiquement. Les champs qui intéressent les électrons situés à la limite du plasma sont les suivants :

$$\sqrt{2} E_\rho(a) = E_{od} \left[1 + \frac{3 \sin^2 \theta - 1}{1 - 3 \frac{1-j/Q - Y}{X}} \right] \quad (35)$$

$$\sqrt{2} E_\varphi(a) = -j E_{od} \left[1 - \frac{1}{1 - 3 \frac{1-j/Q - Y}{X}} \right] \quad (36)$$

Les composantes "droite" et "gauche" sont celles qui entrent le plus simplement dans les équations de mouvement :

$$E_{dg} = \frac{E_p + j E_\varphi}{\sqrt{2}} \quad (37)$$

On obtient :

$$E_{d \text{ ext}} (a) = E_{od} \left[1 + \frac{3 \sin^2 \theta - 1}{1 - 3 \frac{1-j/Q - Y}{X}} \right] \quad (38)$$

$$E_{g \text{ ext}} (a) = E_{od} \left[\frac{\frac{3}{2} \sin^2 \theta}{1 - 3 \frac{1-j/Q - Y}{X}} \right] \quad (39)$$

Les deux composantes importantes pour les mouvements électroniques sont les composantes droites au sein et à la limite du plasma données par les équations (25) et (38), comme on le verra au paragraphe IV.2. Autour de la résonance cyclotronique, on a si QX est grand :

$$E_{id \text{ int}} \approx \frac{3j}{QX} E_{od} \quad (40)$$

$$E_{d \text{ ext}} (a) \approx E_{od} \left[1 + \frac{3j}{QX} \frac{3}{2} \sin^2 \theta \right] \quad (41)$$

$$QX = \frac{\omega p^2}{\omega \nu} \quad (42)$$

Le milieu est très bon conducteur, le champ est faible à l'intérieur, fini à la limite.

Autour de la résonance dipolaire, on a au contraire :

$$E_{id} \approx \frac{j Q X}{3} E_{od} \quad (43)$$

$$E_{d \text{ ext}} (a) = E_{od} \left[1 + j \frac{QX}{3} \left(\frac{3}{2} \sin^2 \theta - 1 \right) \right] \quad (44)$$

Il semblerait souhaitable d'exciter les plasmas autour de cette résonance. Néanmoins, sa fréquence dépend de la densité du plasma et, pour amorcer la décharge avec le champ hyperfréquence, il faut utiliser la résonance cyclotronique. Dans une expérience en impulsions rapides, il est difficile de modifier la fréquence ou le champ magnétique après l'amorçage pour optimiser les conditions.

IV.2. PHENOMENES ELECTRONIQUES.

IV.2.1. Vitesses et énergies

Nous nous limitons à la région de la résonance cyclotronique puisque c'est la seule que l'on peut explorer en régime d'impulsions. Il suffit alors de considérer la partie "droite" de la vitesse donnée par l'eq. III.1. (15) :

$$\xi = \frac{e}{m} \frac{E_d}{j\omega + \nu - j\omega_c} = \frac{e}{m} \frac{E_d}{j\omega} \frac{i}{i - Y - j/Q} \quad (1)$$

L'énergie cinétique est, en électron-volt :

$$T = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \frac{\ddot{\xi}\ddot{\xi}^* + \ddot{\eta}\ddot{\eta}^*}{2} \approx \frac{1}{2} \frac{m}{e} \ddot{\xi}\ddot{\xi}^* \quad (2)$$

On a donc dans le plasma , d'après l'équation IV.1. (25) :

$$\dot{\xi} = \frac{e}{m} \frac{E_{od}}{j\omega} \frac{1}{1 - Y - j/Q - \frac{X}{3}} = \frac{-jcg}{1 - Y - j/Q - \frac{X}{3}} \quad (3)$$

$$T = \frac{1}{2} \frac{mc^2}{e} \frac{g^2}{(1 - Y - \frac{X}{3})^2 + \frac{1}{Q^2}} \approx \frac{1}{2} \frac{mc^2}{e} g^2 \frac{Q^2}{1 + (\frac{QX}{3})^2} \quad (4)$$

La dernière expression de T est seulement valable très près de la résonance cyclotronique. On voit que, lorsque le produit $QX = \omega_p^2 / \omega v$ est grand, ce qui sera généralement le cas dans nos expériences, l'énergie des électrons intérieurs ne dépend que du champ extérieur et de la densité électronique et très peu de la fréquence. Elle décroît inversement proportionnellement à X^2 , c'est à dire au carré de la densité. Elle n'accuse aucun phénomène particulier autour de la résonance cyclotronique. A la limite du plasma, la situation est plus complexe pour deux raisons. Il existe en général une discontinuité de champ électrique, et on considère, dans la théorie du petit signal, que tous les électrons sont soumis au champ intérieur, bien que certains soient évidemment soumis au champ extérieur. L'erreur négligeable à cause du nombre infiniment petit d'électrons concernés, n'est plus tolérable en grand signal. Nous reviendrons sur cette question dans le paragraphe suivant qui concerne les non-linéarités. En second lieu, s'il est vrai qu'un champ exciteur droit n'excite qu'un champ droit au sein du plasma, cela tient uniquement à ce que le champ électrique est uniforme dans cette région. A l'extérieur du plasma, le champ exciteur droit excite les deux composantes. Celle qui est polarisée en sens inverse (gauche) de l'onde excitatrice est proportionnelle (eq. IV.1 (39)) à la densité électronique pour $X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \ll 1$. Réciproquement, un champ exciteur gauche conduit aussi à une composante droite, qui donnera autour de la résonance cyclotronique le terme dominant de vitesse. On obtiendra cette composante en intervertissant d et g, et en changeant le signe de ω_c . Cette remarque sur les composantes gauche et droite s'explique en considérant que ces adjectifs ne caractérisent pas la polarisation, mais le sens de rotation de la carte de champ. Si celui-ci est inhomogène, la polarisation dépend du point considéré.

Pour les électrons extérieurs, nous prenons donc un champ exciteur uniforme et polarisé linéairement d'amplitude E_1 . On obtient autour de la résonance cyclotronique :

$$\dot{\xi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{e}{m} \frac{E_1}{\omega} Q \left[1 + \frac{\frac{3}{2} \sin^2 \theta - 1}{1 + \frac{3j}{QX}} + \frac{\frac{3}{2} \sin^2 \theta}{1 - 3 \frac{2-j/Q}{X}} \right] \quad (5)$$

La présence de facteur $Q = \omega/v$ montre que la vitesse bénéficie toujours de la résonance, ce qui est attendu puisque le champ à l'extérieur du plasma n'est pas court-circuité par la haute conductivité de celui-ci. Si Q et X sont suffisamment grands, l'expression (5) se simplifie et l'on peut écrire :

$$\dot{\xi} = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{e}{m} \frac{E_1}{\omega} Q \sin^2 \theta = c \frac{3}{\sqrt{2}} g_1 Q \sin^2 \theta \quad (6)$$

$$T = \frac{9}{4} \frac{e}{m} \frac{E_1^2}{\omega^2} Q^2 \sin^4 \theta = \frac{mc^2}{e} \frac{9}{4} g_1^2 Q^2 \sin^4 \theta \quad (7)$$

avec :

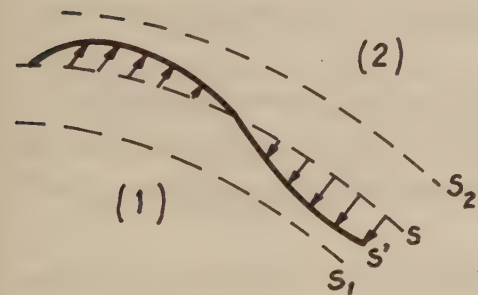
$$g_1 = \frac{e E_1}{m \omega c} \quad (8)$$

Ces expressions montrent que les électrons extérieurs au plasma atteignent, autour du plan équatorial de la sphère, des énergies bien plus élevées que dans le plasma. Il reste à déterminer quelle fraction des électrons présents peuvent être considérés comme extérieurs. Si les électrons extérieurs ont des déplacements importants autour de la limite, des électrons intérieurs voisins qui se déplacent peu vont être exposés au champ extérieur et se mettre en mouvement. La question posée est liée à l'amplitude des mouvements et à un comportement non linéaire.

IV. 2. 2. Comportement en régime non linéaire

Il est clair que si le champ appliqué est extrêmement fort, la charge d'espace des électrons du plasma peut être insuffisante pour le modifier. Entre ce cas et le comportement en champs faibles et régime linéaire qui vient d'être étudié, il existe un régime de transition. On doit remarquer en outre que, si le champ électromagnétique et la densité électronique sont uniformes, les équations de mouvement ainsi que l'équation de continuité électrique sont strictement linéaires. Les non-linéarités ne peuvent se produire qu'à la limite du plasma où le champ électrique ne peut être uniforme.

Dans la théorie linéaire eulerienne [47], le raccordement sur une surface séparant des milieux différents se fait en écrivant entre autres la condition de continuité de l'induction électrique normale à cette surface non perturbée par les déplacements de particule. Cette continuité entraîne en général l'existence d'une discontinuité de champ électrique correspondant à une charge en surface. Le mouvement des particules du milieu (1) est calculé en admettant qu'elles sont soumises aux champs régnant dans ce milieu. En fait, les particules de ce milieu qui étaient à l'origine très voisines de la surface de séparation pénètrent à certaines phases dans le milieu (2). Ceci n'est pas grave tant que les mouvements $H F$ sont petits. On peut toujours imaginer deux surfaces S_1 et S_2 situées de part et d'autre de S à des distances au moins égales aux déplacements les plus



grands. On calcule alors sans ambiguïté le flux des particules qui traversent les surfaces S_1 et S_2 et on obtient une expression de la charge dans l'espace compris entre S_1 et S_2 . Il existe comme on l'a fait remarquer plus haut une incertitude sur la distribution de charge dans cet espace mais ce n'est pas grave en petit signal car les surfaces S_1 et S_2 peuvent être très proches l'une de l'autre. En grand signal au contraire, on ne peut pas ignorer le détail des phénomènes dans la zone comprise entre S_1 et S_2 . On peut essayer

d'évaluer le nombre d'électrons compris dans cette zone, en admettant qu'il doit suffire à annuler approximativement le champ à l'intérieur du plasma, très conducteur même en grand signal car les équations de mouvement des électrons dans un champ uniforme sont linéaires. On trouve pour la charge :

$$Q_s = \int_0^\pi \epsilon_0 E_r 2\pi a^2 \sin \theta d\theta \quad (9)$$

On tire E_r de l'équation IV.1 (38) :

$$E_r = 3 \sin^2 \theta E_{od} \quad (10)$$

La charge totale étant $\frac{4}{3} \pi \rho_0 a^3$, la fraction des électrons que l'on peut considérer comme extérieure est de l'ordre de grandeur suivant :

$$\frac{Q_s}{\frac{4}{3} \pi \rho_0 a^3} = \frac{9\pi}{4} \frac{\epsilon_0 E_{od}}{\rho_0 a} \quad (11)$$

Considérons pour le régime d'impulsions, les ordres de grandeur suivants :

$$\begin{aligned} E_{od} &= 1000 \text{ V/cm} \\ a &= 2 \text{ cm} \\ n_e &= 10^{10} \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

On trouve que 20 % des électrons sont dans la couche extérieure, dont l'épaisseur est de l'ordre de 2 mm.

Le champ auquel sont soumis les électrons extérieurs est, suivant l'équation (10), $3 E_{od}$ et polarisé linéairement. Comme ces électrons passent la moitié du temps à l'intérieur où le champ est très diminué par la charge d'espace, on peut admettre un champ efficace :

$$E_{eff} = \frac{3}{2} E_{od} \quad (12)$$

IV.3. CONCLUSIONS

En représentant le plasma par une sphère remplie de densité uniforme (région d'accélération), on a pu calculer avec des hypothèses appropriées les champs électromagnétiques pour un plasma donné dans un guide d'ondes excité à une puissance donnée. On a montré que les énergies les plus élevées sont atteintes par les électrons qui se trouvent à la périphérie du plasma et à la résonance cyclotronique. Le paramètre v reste indéterminé et devra être calculé à partir du temps de séjour des électrons dans la sphère.

Quant aux électrons situés à l'intérieur du plasma, on a montré antérieurement qu'ils n'atteignent pas d'énergies particulièrement élevées à la fréquence cyclotronique parce qu'ils court-circuitent eux mêmes le champ électrique.

Les autres résonances du plasma conduisent, comme l'ont montré MESSIAEN et VANDENPLAS, à des énergies élevées [43] [44]. Ces conditions ne sont pas exploitables dans une expérience où il est nécessaire d'exciter le plasma au début de chaque impulsion : la charge d'espace est alors nulle et seule la résonance cyclotronique existe.

Nous avons d'autre part établi l'existence de non-linéarités spécifiques de la séparation entre deux milieux.

CHAPITRE V

CHARGE D'ESPACE, FLUX ET ENERGIES.

- V.1. POTENTIEL ELECTROSTATIQUE ET COURANTS IONIQUES.
- V.2. RESOLUTION DE LA RELATION POTENTIEL - COURANT IONIQUE.
- V.3. SPECTRE D'ENERGIE IONIQUE.
- V.4. CAS LIMITE DES GRANDS COURANTS.
- V.5. CAS LIMITE DES FAIBLES COURANTS.
- V.6. ORDRES DE GRANDEUR DANS NOS CONDITIONS EXPERIMENTALES.
- V.7. MOUVEMENT LONGITUDINAL DES ELECTRONS.
- V.8. RELATION ENTRE L'ENERGIE TRANSVERSALE DES ELECTRONS $T_{\perp}$ ET LE
POTENTIEL DE CHARGE D'ESPACE ϕ_0 DANS LE CAS DES GRANDS COURANTS.
- V.9. LE CALCUL DE $T_{\perp}$
 - V.9.1. Electrons intérieurs.
 - V.9.2. Electrons extérieurs ou équatoriaux.
 - V.9.3. La précession des électrons, limite éventuelle de $T_{\perp}$
- V.10. EXEMPLES NUMERIQUES
 - V.10.1. Régime de courant moyen.
 - V.10.2. Régime de courant fort.
- V.11. CONCLUSION.

CHAPITRE V

CHARGE D'ESPACE ET FLUX IONIQUE

Si le modèle de la boule de plasma est plus réaliste pour nos expériences que le modèle unidimensionnel [48] [19] [31] [34] déjà discuté dans le paragraphe II. 2. , il est nécessaire de l'utiliser également pour traiter l'accélération des ions par les forces de charge d'espace [82].

La théorie unidimensionnelle suppose, comme nous l'avons vu, que l'entraînement des ions par les électrons est parfait, c'est à dire qu'il suffit d'une séparation de charge très petite pour assurer l'accélération d'un courant d'ions égal au courant d'électrons. On considère alors une particule composée d'un électron et d'un ion ayant dans le sens transversal la masse d'un électron (on calcule ainsi l'énergie transversale de la force diamagnétique qui pousse l'ensemble vers les champs faibles) et dans le sens longitudinal, celle de l'ensemble (on calcule ainsi l'accélération longitudinale). Ceci implique que l'énergie longitudinale des électrons est négligeable (dans le rapport des masses) devant celle des ions, ce qui assure un rendement excellent de transfert de l'énergie longitudinale des électrons aux ions.

Ce modèle ne peut convenir si les densités du plasma sont trop faibles car le champ électrique ambipolaire nécessaire pour l'accélération des ions, qui provient d'une densité déterminée de charge d'espace, ne peut alors être obtenu que par une séparation importante des charges ionique et électronique dans la direction du champ magnétique.

D'autre part, le rayon de Larmor des ions est grand devant la dimension de l'enceinte dans nos expériences ainsi que dans beaucoup d'autres, ce qui permet aux ions de fuir latéralement. Un modèle bi ou tridimensionnel est nécessaire. Les flux ionique et électronique restent égaux en régime permanent, mais les densités de flux ne sont plus nécessairement égales et, même si les densités des ions et des électrons sont voisines, les vitesses des particules peuvent être différentes. On a proposé plus haut de séparer l'espace en deux régions, l'une voisine du plan de résonance où l'interaction avec le champ haute fréquence est très importante, l'autre comprenant le reste de l'espace où les particules ne sont plus soumises qu'aux champs magnétique et électrique de la charge d'espace, tous deux constants.

Le modèle le plus simple à calculer est celui où les densités de charge électronique et ionique ρ_e et ρ_i sont uniformes, mais différentes, à l'intérieur d'une sphère de rayon a centrée dans le plan de résonance cyclotronique. Des ions et des électrons arrivent ou apparaissent constamment dans ce volume, et en repartent après accélération par le champ haute fréquence

(électrons) ou par le champ de charge d'espace (ions). Si l'on connaît le temps de séjour τ d'une espèce et le courant total dû à son passage, la densité de charge d'espace est déterminée; par exemple, pour les électrons, on écrira :

$$I\tau = - \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_e \quad (1)$$

Le courant I est le même pour les ions et les électrons, puisqu'ils sont créés et recombinaés par paires. La quantité τ doit être calculée en faisant intervenir la dynamique des électrons, au moyen des calculs du chapitre III ou d'autres.

Le modèle sphérique semble acceptable pour les raisons suivantes : Dans un champ électrique de 1 kV/cm à la résonance cyclotronique, un électron atteint une énergie de 10 keV en 4 périodes. La résonance cyclotronique peut être désaccordée de 10 à 20 %, ce qui correspond dans notre expérience à des déplacements de 2 à 4 cm en avant et en arrière du plan de résonance.

D'autre part, les particules proviennent en partie du plasma excité dans l'injecteur. Le diamètre intérieur de l'injecteur étant de 8 mm, le plan de résonance situé à 2 à 4 cm en avant de son extrémité, on peut admettre que le flux atteint un diamètre de quelques centimètres dans le plan de résonance.

Les dimensions longitudinales et transversales de la zone d'interaction sont donc assez voisines. Nous supposons que les particules séjournent un certain temps dans cette zone, qui est ainsi à grande densité. Nous reviendrons plus loin sur ce point.

V.1. POTENTIEL ELECTROSTATIQUE ET COURANTS IONIQUES

L'intégration de l'équation de Poisson, dans les conditions précisées plus haut, avec les notations indiquées, conduit, si l'on néglige les parois métalliques, aux expressions suivantes pour le potentiel et le champ radial :

$$r \leq a \quad \left\{ \begin{array}{l} \Phi = \frac{\rho}{2\epsilon_0} \left(a^2 - \frac{r^2}{3} \right) = \Phi_0 \left(1 - \frac{r^2}{3a^2} \right) \quad (2a) \\ E = \frac{\rho}{3\epsilon_0} r = \frac{2}{3} \Phi_0 \frac{r}{a^2} \quad (2b) \end{array} \right.$$

$$r \geq a \quad \left\{ \begin{array}{l} \Phi = \frac{\rho}{3\epsilon_0} \frac{a^3}{r} = \frac{2}{3} \Phi_0 \frac{a}{r} \quad (2c) \\ E = \frac{\rho}{3\epsilon_0} \frac{a^3}{r^2} = \frac{2}{3} \Phi_0 \frac{a}{r^2} \quad (2d) \end{array} \right.$$

avec :

$$\Phi_0 = \frac{\rho}{\epsilon_0} \frac{a^2}{2} = \frac{\rho_e + \rho_i}{\epsilon_0} \frac{a^2}{2} \quad (3)$$

On suppose que les ions et les électrons sont injectés ou ionisés dans la sphère de rayon a avec une vitesse initiale négligeable et avec une probabilité égale en chaque point de la sphère. Le nombre d'électrons et d'ions qui apparaissent par unité de temps et de volume est alors (avec $e > 0$) :

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{\rho_e}{e\tau} = - \frac{3}{4} \frac{I}{\pi a^3 e} \quad (4)$$

Entre les rayons r_o et $r_o + dr_o$, il apparait par unité de temps un nombre d'ions égal à :

$$\frac{3}{4} \frac{I}{\pi a^3 e} 4 \pi r_o^2 dr_o \quad (5)$$

Comme les électrons sont accélérés d'abord, on suppose que la charge nette est ionique : tous les ions sont accélérés vers les r positifs. En un point $r > r_o$, les ions issus de r_o ont une vitesse :

$$v_i = \left(\frac{2e}{m_i} \right)^{1/2} \left[\Phi(r_o) - \Phi(r) \right]^{1/2} = \left[\frac{2e \Phi_o}{3m_i a^2} (r^2 - r_o^2) \right]^{1/2} \quad (6)$$

Leur contribution à la densité est :

$$dn_i = \frac{d(nv)_i}{v_i} \quad (7)$$

soit :

$$dn_i = \frac{3}{4} \frac{I}{\pi a^3 e} \frac{r_o^2}{r^2} \frac{dr_o}{\left[\frac{2e \Phi_o}{3m_i a^2} (r^2 - r_o^2) \right]^{1/2}} \quad (8)$$

On peut donc écrire :

$$\rho_i = e \int_0^a \frac{dn_i}{dr_o} dr_o \quad (9)$$

soit :

$$\rho_i = \frac{3}{4} \frac{I}{\pi a^3} \left[\frac{2e \Phi_o}{3m_i a^2} \right]^{-1/2} \int_0^1 \frac{x^2 dx}{\sqrt{1-x^2}} = \frac{3}{16} \frac{I}{a^2} \frac{1}{\sqrt{\frac{2e \Phi_o}{3m_i}}} \quad (10)$$

Cette expression est indépendante de r conformément à l'hypothèse ; le modèle est donc cohérent du point de vue de la conservation des charges à l'intérieur de la sphère. Il ne l'est pas à l'extérieur, mais les charges ioniques à l'extérieur sont faibles (voir Appendice).

On a donc relié ρ_i à Φ_o qui est une fonction de $\rho_e + \rho_i$ (eq. (3)). On a supposé ρ_e connu en fonction de I (eq. (1)). L'équation (10) est une nouvelle relation entre ρ_i , ρ_e et $\rho_i + \rho_e$ d'où l'on tire :

$$\rho_i = - \rho_e \frac{\pi \sqrt{3}}{4} \frac{a}{\tau} \left(\frac{2e \Phi_o}{m_i} \right)^{-1/2} \quad (11)$$

$$\rho = \rho_e \left[1 - \frac{\pi \sqrt{3}}{4} \frac{a/\tau}{(2e \Phi_o / m_i)^{1/2}} \right] \quad (12)$$

$$\Phi_o = - \frac{3}{8 \pi \epsilon_o} \frac{I \tau}{a} \left[1 - \frac{\pi \sqrt{3}}{4} \frac{a/\tau}{(2e \Phi_o / m_i)^{1/2}} \right] \quad (13)$$

$$\Phi_o^{3/2} + \frac{3}{8 \pi \epsilon_o} \frac{I \tau}{a} \Phi_o^{1/2} - \frac{3 \sqrt{3}}{32} \frac{I}{\epsilon_o \sqrt{2e/m_i}} = 0 \quad (14)$$

V.2. RESOLUTION DE LA RELATION POTENTIEL - COURANT IONIQUE

Les relations (12) et (14) permettent de calculer les densités de charge dans la sphère et le flux en fonction du potentiel ou inversement. Il est commode d'utiliser des variables réduites. L'une de celle-ci sera proportionnelle à $\Phi_0^{1/2}$ et l'on obtiendra une équation du troisième degré sous la forme canonique [49] :

$$y^3 + p'y + 2 = 0 \quad (15)$$

en posant :

$$I = P \Phi_0^{3/2} \quad (16)$$

$$P_0 = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{2e/m_i} \quad (17)$$

$$y = - \left(16 \sqrt{3} \frac{P_0}{P} \right)^{1/3} \quad (18)$$

$$p' = - 3 p = \frac{2}{\pi} \frac{\tau}{a} \left(\frac{I 2e/\mu_i}{\epsilon_0} \right)^{1/3} \quad (19)$$

En effet, la présence d'un facteur $\Phi_0^{3/2}/I$ conduit à l'introduction de la pervéance P (eq. (16)). Il est commode de comparer P à la pervéance P_0 qui serait obtenue par un accélérateur à canon ionique non neutralisé comportant une surface émissive de surface e^2 et avec une distance surface émissive - électrode d'accélération égale à e . P_0 est alors indépendant de e :

$$P_0 = \frac{54,5 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{A}} \quad \text{Amp Volt}^{-3/2} \quad (20)$$

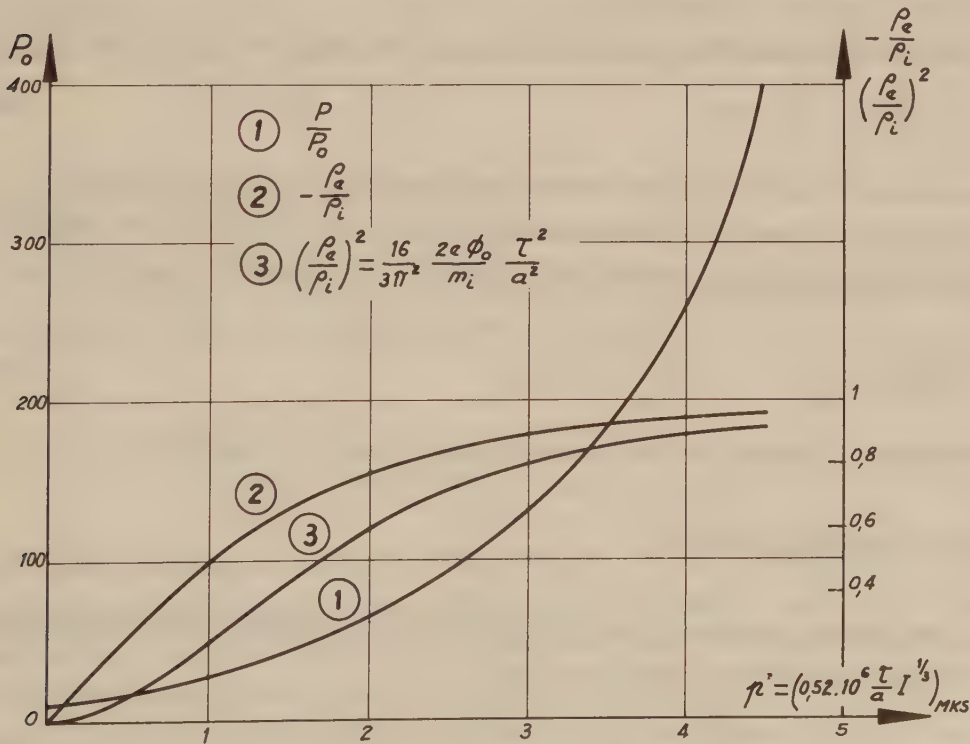


Figure V.1
SOLUTIONS DE L'EQUATION DU POTENTIEL MAXIMUM

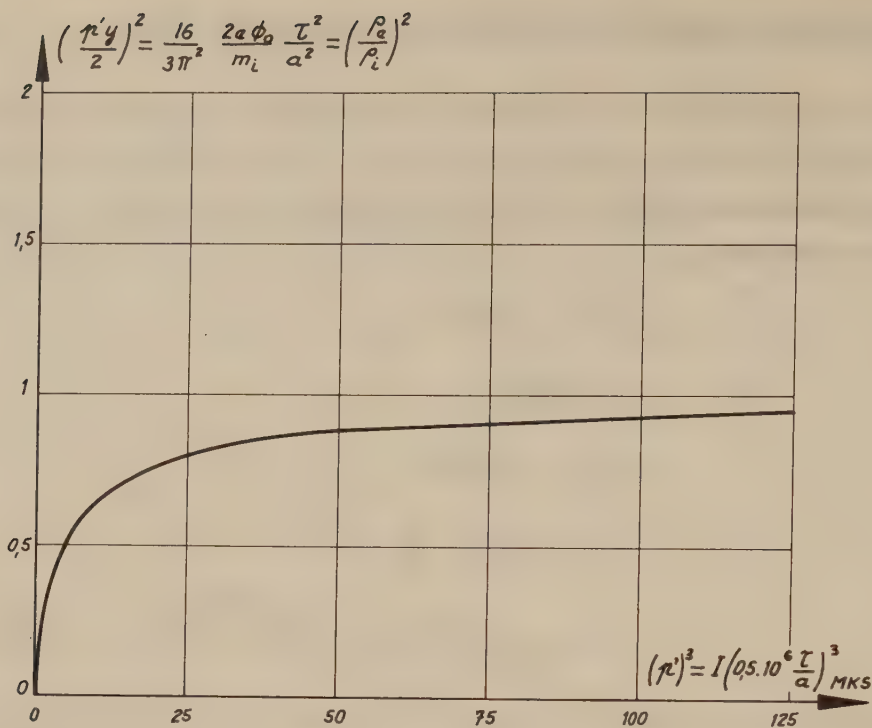


Figure V. 2
SOLUTION DE L'EQUATION DU POTENTIEL MAXIMUM

où A est le nombre de masse des ions supposés ionisés une seule fois. Numériquement :

$$p' = 1,77 \cdot 10^6 \frac{\tau}{a} \left(\frac{I}{A} \right)^{1/3} \quad \text{MKSA} \quad (21)$$

La figure V.1. courbe 1, donne P/P_0 en fonction de p' . Des équations (11) et (16) à (19), on tire :

$$-\frac{\rho_e}{\rho_i} = -\frac{1}{2} p'y \quad (22)$$

Ce rapport, qui donne le degré de neutralisation, est donné par la courbe 2, figure V.1. La figure V.2. permet de calculer le degré de neutralisation en fonction du courant et du rapport a/τ .

Il est intéressant de représenter la solution de l'équation (14) sous une autre forme.

On a :

$$\frac{2 e \Phi_0}{m_i} \frac{\tau^2}{a^2} = \frac{3 \pi^2}{64} y^2 p'^2 \quad (23)$$

qui permet d'obtenir le potentiel en fonction du courant (figure V.1. courbe 3).

V.3. SPECTRE D'ENERGIE IONIQUE

Cette théorie implique un spectre précis pour les énergies ioniques. En effet, la fraction du courant émise entre r_o et $r_o + dr_o$ est :

$$\frac{dI}{I} = \frac{3 r_o^2 dr_o}{a^3} \quad (24)$$

et leur énergie finale, c'est à dire mesurée à l'infini ou sur un conducteur éloigné est :

$$\Phi = \Phi_0 \left(1 - \frac{r_0^2}{3a^2} \right) \quad (25)$$

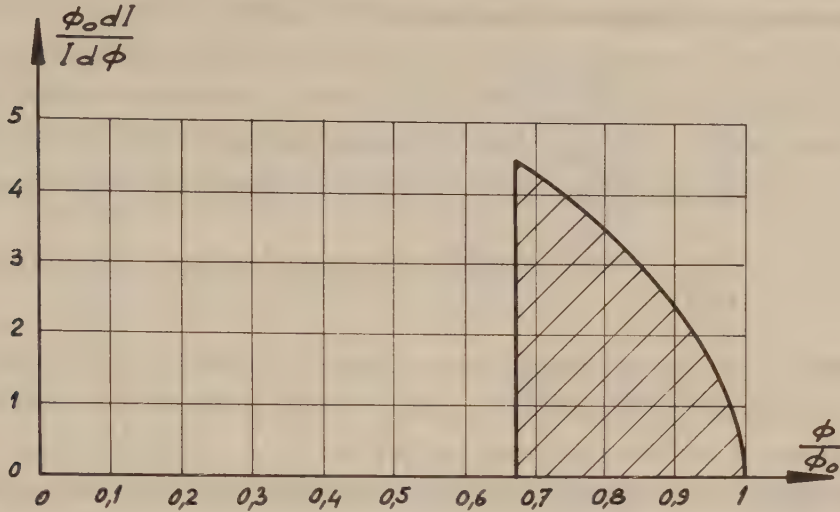


Figure V.3
SPECTRE D'ENERGIE IONIQUE (VALEURS NORMALISEES)

On en tire :

$$\frac{dI}{I} = \frac{9\sqrt{3}}{2} \sqrt{1 - \frac{\Phi}{\Phi_0}} \frac{d\Phi}{\Phi_0} \quad (26)$$

Ce spectre théorique est donné par la figure V.3. L'énergie des ions est comprise entre $2\Phi_0/3$ et Φ_0 : le spectre est plus pauvre en hautes énergies. La puissance totale dans le faisceau ionique est :

$$P_i = \frac{4}{5} I \Phi_0 \quad (27)$$

V.4. CAS LIMITE DES GRANDS COURANTS

Il est caractérisé, d'après la courbe 2, fig.V.1. par la quasi égalité des densités ionique et électronique. Des équations (22) et (23), on tire alors :

$$p'y = 4 \quad (28)$$

$$\frac{2e\Phi_0}{m_i} = \frac{3\pi^2}{16} \frac{a^2}{\tau^2} \quad (28')$$

Ceci montre que la vitesse ionique est de l'ordre de a/τ . Comme on n'a pas étudié le détail des trajectoires électroniques dans la sphère, on ne sait pas en général comment les vitesses électroniques sont reliées à a/τ . Néanmoins, si les trajectoires axiales ne comportent pas d'oscillations, la vitesse axiale de sortie est de l'ordre de l'espace parcouru a divisé par le temps de séjour τ et on retrouve deux caractéristiques essentielles de la théorie unidimensionnelle : quasi-neutralité du plasma et égalité des vitesses axiales électroniques et ioniques. Il subsiste une différence : dans notre théorie, le flux ionique est essentiellement radial à partir de la sphère de plasma, le flux électronique restant axial à cause du champ magnétique.

V. 5. CAS LIMITE DES FAIBLES COURANTS.

Les charges d'espaces ionique et électronique sont alors faibles, mais non nulles et sensiblement différentes. Le paramètre p' est petit et l'on obtient :

$$y' = - \sqrt[3]{2} \quad (29)$$

$$\frac{P}{P_0} = 8 \sqrt{3} \quad (30)$$

$$I = \frac{32}{3 \sqrt{3}} \epsilon_0 \sqrt{2e/\mu_i} \Phi_0^{3/2} \quad (31)$$

ou, numériquement :

$$I = \frac{0,75 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{A}} \Phi_0^{3/2} \quad (31')$$

Ce régime ressemble à celui des tensions positives très faibles dans une diode, mais la pervéance est environ 15 fois plus élevée (eq. (30)).

V. 6. ORDRES DE GRANDEUR DANS NOS CONDITIONS EXPERIMENTALES

Dans un chapitre ultérieur, on verra qu'un courant d'ions Argon II de 2 A environ a été obtenu avec une énergie de 10 keV. Des équations (20) et (16), on tire pour ces conditions :

$$\frac{P}{P_0} = 230$$

On voit d'après la figure V.1 que le régime correspond au début de la région des forts courants. On obtient :

$$p' = 3,8$$

De l'équation (19), on tire :

$$\frac{a}{\tau} = 0,17 \times 10^8 \quad \text{cm/sec}$$

Remarquons que les seules valeurs numériques introduites jusqu'ici sont celles de Φ_0 et I , qui peuvent être directement mesurées ; a peut seulement être estimé et nous n'avons pas résolu l'équation du mouvement axial des électrons, ce qui permettrait de calculer τ , comme on le fait dans la théorie unidimensionnelle.

On peut toutefois affirmer que a est compris entre 0,5 cm (rayon de l'injecteur de gaz) et 8 cm (rayon du guide d'ondes), ces deux extrêmes étant très improbables. On a alors :

$$3 \cdot 10^{-8} < \tau < 50 \cdot 10^{-8} \quad \text{sec}$$

On a vu au début de ce chapitre que le temps d'accélération transversale des électrons est de quelques périodes haute fréquence, c'est à dire, à 1250 MHz :

$$\tau_{\text{acc}} < 10^{-8} \quad \text{sec}$$

Dans le sens axial, les électrons sont freinés par la force de charge d'espace et accélérés par la force diamagnétique, que l'on peut exprimer par un champ équivalent E_B :

$$E_B = -T_1 \frac{1}{B} \frac{dB}{dz} \quad (32)$$

Dans l'exemple numérique étudié, ce champ vaut 1 à 2 kV/cm. Un électron, soumis à ce champ seul et sans vitesse initiale, parcourt la distance 2 a, de quelques centimètres, en 2×10^{-9} secondes environ. Il n'atteindrait donc pas l'énergie transversale supposée de 10 keV puisque l'accélération transversale demande 10^{-8} sec. Il est normal que, le temps de séjour avec charge d'espace soit bien plus long que le temps de séjour d'un électron libre puisque les effets retardateurs de la force de charge d'espace équilibrent presque exactement l'action accélératrice de la force diamagnétique, comme dans la théorie unidimensionnelle. Par contre, le modèle sphérique va entraîner des conséquences différentes en ce qui concerne la dynamique des électrons.

V.7. MOUVEMENT LONGITUDINAL DES ELECTRONS.

Dans tous les calculs de charge d'espace concernant les ions, les électrons n'interviennent que par leur densité et leur temps de séjour dans la sphère. La densité est déterminée notamment par l'injection de gaz, ou le courant équivalent, qui sont des données expérimentales. La quantité τ ne peut être déterminée que par une analyse du mouvement longitudinal des électrons. Il est commode d'introduire comme au chapitre III paragraphe 2 :

$$l = \frac{-B}{dB/dz} = \frac{T_{\perp}}{E_B} \quad (33)$$

$T_{\perp}$ est ici donné en électron-volt ; l est une longueur caractéristique du gradient de champ. Il est nécessaire de considérer le mouvement d'abord dans la sphère, puis à l'extérieur, puisque les expressions analytiques des champs ne sont pas les mêmes.

De l'expression du potentiel dans la sphère (eq. 2 a), on obtient en coordonnées cylindriques $\rho \phi z$:

$$\phi = \phi_0 \left(1 - \frac{\rho^2 + z^2}{3a^2} \right) \quad (34)$$

$$E_z = -\frac{2\phi_0 z}{3a^2} \quad (35)$$

L'équation de mouvement longitudinal d'un électron est :

$$m\ddot{z} = \frac{eT_{\perp}}{l} - \frac{2\phi_0 z e}{3a^2} \quad (36)$$

On voit que l'intégration est très facile si le gradient de champ magnétique est indépendant de z, hypothèse justifiée dans le volume de la sphère. Si l'électron est engendré en z_0 avec une vitesse axiale nulle, on obtient :

$$z = a \frac{3aT_{\perp}}{2l\phi_0} + \left(z_0 - a \frac{3aT_{\perp}}{2l\phi_0} \right) \cos \left(\frac{2e\phi_0}{3a^2m} \right)^{1/2} t \quad (37)$$

Les oscillations des électrons dûs au puits de potentiel de charge d'espace se font autour d'une position décalée du fait de la force diamagnétique vers les faibles champs magnétiques. Ceci indique que le modèle sphérique de la charge d'espace est assez imparfait puisque la théorie aboutit elle-même au résultat que les électrons et les ions sont partiellement séparés.

La figure V.4. ci-dessous illustre la situation et donne la valeur du décalage.

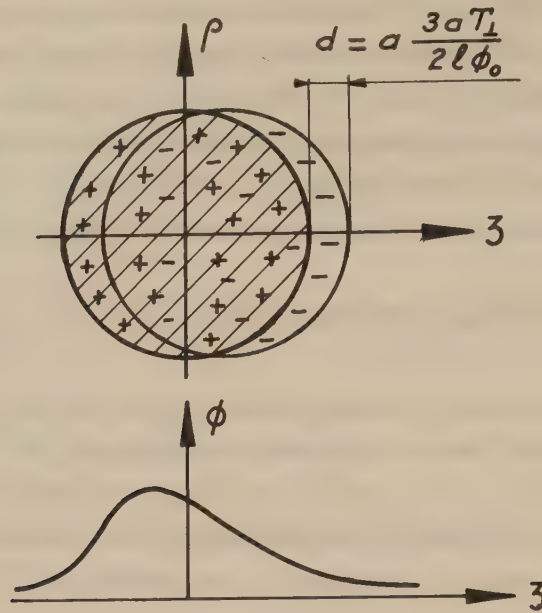


Figure V.4.

On y voit la sphère initiale et le déplacement moyen. On a représenté en dessous le potentiel de charge d'espace. On trouve que seuls les électrons issus de la partie hachurée peuvent atteindre la calotte de la sphère tournée vers les champs décroissants. Les électrons subissent en effet une accélération initiale par le champ de charge d'espace qui leur permet de surmonter la décélération ultérieure.

On peut trouver l'énergie longitudinale des électrons qui atteignent le bord droit de la sphère, et intégrer l'équation de mouvement à l'extérieur avec de nouvelles conditions initiales. On trouve que beaucoup d'électrons sont encore réfléchis à l'extérieur de la sphère. La condition de non réflexion, assez aisée à écrire, se présente sous la forme :

$$F(\Phi_0, a, l, T_1, z_0, \rho_0, z) > 0 \quad (38)$$

pour tout $z \geq (a^2 - \rho_0^2)^{1/2}$, ρ_0 étant la distance à l'axe. F est algébrique et du quatrième degré en z . La résolution de ce problème en ρ_0, z_0 est nécessaire pour trouver les régions d'émission sans réflexion et calculer par intégration le flux d'électrons accélérés. Ce calcul serait extrêmement lourd.

V.8. RELATION ENTRE L'ENERGIE TRANSVERSALE DES ELECTRONS T_1 ET LE POTENTIEL DE CHARGE D'ESPACE Φ_0 DANS LE CAS DES GRANDS COURANTS.

L'analyse se simplifie dans le cas des forts courants car les charges d'espace ionique et électronique sont alors grandes, le champ électrostatique refoule presque tous les électrons qui accomplissent à l'intérieur de la sphère les oscillations décrites au paragraphe précédent. On peut écrire une équation exprimant que certaines électrons peuvent s'échapper de la sphère. Le champ électrique longitudinal s'annule à l'équateur de la sphère, c'est à dire dans la région où, comme nous l'avons montré au paragraphe IV.2.2., se trouvent précisément les électrons les plus

énergétiques. S'ils quittent la sphère, ils sont constamment dans le champ extérieur. On a alors :

$$m\ddot{z} = e \frac{T_{10}}{B_0} \frac{\partial B}{\partial z} - e \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (39)$$

$$\frac{m}{2e} \dot{z}^2 = \frac{T_{10}}{B_0} \left[B(z) - B_0 \right] - \left[\Phi(a, z) - \Phi(a, 0) \right] \quad (40)$$

La condition critique pour qu'un électron puisse échapper à l'attraction de la sphère est que le membre de droite de l'équation (40) soit positif pour tout $z \geq 0$. L'équation (2 d) donne Φ . Si l'on suppose le gradient de champ magnétique indépendant de z dans toute la région où des électrons peuvent être réfléchis, la condition critique peut être trouvée numériquement :

$$\frac{T_{10}}{\Phi_0} = 0,200 \quad (41)$$

Le point où la vitesse $\dot{z}$ s'annule est donné par :

$$z = 1,27 a \quad (42)$$

On peut utiliser ces résultats pour calculer le glissement maximal des électrons par rapport aux ions (fig. V.4.). On trouve :

$$d = 0,3 a \quad (43)$$

On voit que l'énergie ionique, voisine de Φ_0 , restera très inférieure à l'énergie électronique si le gradient de champ magnétique est faible. Dans la théorie unidimensionnelle, les énergies sont alors au contraire grandes (tant que la limite relativiste n'est pas atteinte) parce que la résonance cyclotronique dure longtemps; les ions et les électrons ne peuvent se séparer et restent toujours liés par les forces coulombiennes. Ici, le flux ionique peut avoir divergé avant que les électrons aient transformé une partie appréciable de leur énergie transversale en énergie longitudinale. Pour que les ions puissent atteindre une énergie longitudinale égale à l'énergie transversale initiale des électrons comme dans la théorie unidimensionnelle, il faut que le rayon d'action efficace de la charge d'espace s'étende sur toute la région où le champ magnétique est inhomogène. On voit d'après l'éq. (41) que ce rayon d'action est environ 5 fois plus grand que celui de la sphère.

Pour des valeurs de $\frac{a}{l}$ de l'ordre de 0,2 ou supérieures, il faut naturellement évaluer la condition critique sans supposer le gradient de champ magnétique indépendant de z .

Pour les fortes valeurs du gradient de champ, l'énergie atteinte par les particules est évidemment limitée par le temps de séjour faible à la résonance. Les longueurs critiques axiales sont courtes et la théorie unidimensionnelle doit s'appliquer.

Pour les valeurs moyennes, les électrons restent plus longtemps autour de la résonance qu'il est nécessaire pour atteindre leur énergie maximale. On a intérêt à augmenter le gradient de champ magnétique pour éviter la séparation des charges d'espace qui sont alors très éloignées.

Il existe donc un optimum de gradient de champ magnétique.

V.9. LE CALCUL DE T_1 .

Nous avons montré au chapitre IV que les électrons les plus énergétiques proviennent d'une couche limite qui se trouve à la surface du plasma dans la zone équatoriale. Toutefois, cette couche peut être très mince et l'entraînement axial serait alors insuffisant pour obtenir un potentiel de charge d'espace élevé. Les électrons de l'intérieur, bien que beaucoup moins énergétiques,

seraient assez nombreux pour que leur entraînement axial produise ce potentiel.

Pour effectuer une comparaison avec les résultats expérimentaux, il faut envisager aussi bien l'énergie des électrons intérieurs que celle des électrons extérieurs.

N'ayant pas résolu en général le problème du flux ionique posé au paragraphe V.7, nous nous limiterons au cas des grands courants, en utilisant l'équation V (41).

V.9.1. Electrons intérieurs.

Leur énergie est donnée par l'expression IV.2. (4). En nous limitant aux fortes valeurs de $Q X$, ce qui sera justifié au paragraphe V.10, nous obtenons :

$$T_1 = \frac{9}{2} \frac{m_e c^2}{e} g^2 / X^2 \quad (44)$$

L'énergie des électrons est proportionnelle à g^2 , donc à la puissance haute fréquence P . On verra plus loin que cette valeur est très inférieure aux résultats expérimentaux. La limite relativiste est encore plus basse.

V.9.2. Electrons extérieurs ou équatoriaux.

Le calcul non relativiste de l'énergie électronique a abouti à l'équation IV.2. (7) que nous écrirons, pour ceux de l'équateur et en utilisant la définition du facteur de qualité Q (paragraphe IV.1.2.) et la relation III.1. (16):

$$T_1 = \frac{9}{4} \frac{e}{m_e} / E_1 /^2 \tau^2 \quad (45)$$

L'énergie cinétique est proportionnelle au carré du temps de séjour parce que, à la résonance cyclotronique, le mouvement est uniformément accéléré. La quantité τ est toujours indéterminée mais, dans le cas des grands courants, on dispose des deux relations (28') et (41). Tous calculs faits, on obtient :

$$\Phi_0^2 = \frac{135 \pi^2}{32} \frac{a^3}{1} \frac{m_i}{m_e} / E_1 /^2 \quad (46)$$

Le potentiel électrostatique et l'énergie cinétique des ions sont alors proportionnels à l'intensité du champ électrique, c'est à dire à la racine carrée de la puissance hyperfréquence.

Le calcul relativiste est particulièrement simple si le temps de séjour τ est supérieur au temps t_m nécessaire pour atteindre l'énergie maximale, donnée par la relation III.3 (13). On utilise l'expression III.3. (8) de cette énergie et la relation IV.2 (12) entre le champ excité dans le guide et le champ régnant à la limite d'un plasma sphérique dense.

V.9.3. La précession des électrons, limite éventuelle de T_1 .

Le champ continu de charge d'espace, donné par l'équation V (2 b), provoque, dans le champ magnétique constant, une précession autour de l'axe de symétrie. Il en résulte que la résonance cyclotronique est déplacée et que, si le champ magnétique n'est pas modifié, l'énergie atteinte par les électrons est limitée, même en mécanique classique, d'une manière qui dépend des forces de charge d'espace continue.

On montre dans l'appendice II que la nouvelle condition de résonance s'écrit pour les électrons de la zone équatoriale :

$$\frac{\omega}{\omega_c} = 1 - \frac{E_0 m}{2ae B^2} \quad (47)$$

La force de charge d'espace radiale, eE_0 , est centripète pour les électrons, qui sont minoritaires, ce qui prouve que cette grandeur est négative. Dans la région où la résonance est exactement remplie, on a donc :

$$\frac{\omega}{\omega_c} > 1 \quad \omega_c < \omega \quad (48)$$

Il est important de noter que cette région se trouve en aval de celle où la condition $\omega = \omega_c$ est remplie.

Oubliant provisoirement que le champ magnétique n'est pas uniforme, considérons que cette dernière condition prévaut. On obtient pour l'énergie cinétique transversale des électrons l'expression (24) de l'appendice II. Si par ailleurs les conditions correspondent à l'approximation des courants forts, l'expression V (41) est valable. On en tire :

$$\Phi_0^3 = \frac{405}{128} \frac{e}{m_e} B^2 \frac{a^3}{1} / E_1 / ^2 \quad (49)$$

L'énergie transversale des électrons, le potentiel de charge d'espace et l'énergie ionique sont donc proportionnels à l'exposant 1/3 de la puissance hyperfréquence, comme dans la loi relativiste obtenue au chapitre III. Avec les valeurs numériques données au chapitre VI, et la valeur de $a = 1,3$ cm obtenue au paragraphe V.9.2., on obtient :

$$\frac{\omega}{\omega_c} = 1,035 \quad (50)$$

$$\Phi_0 = 65 P^{1/3} \text{ Volt, Watt} \quad (51)$$

$$T = 150 P^{1/3} \text{ électron-Volt, Watt} \quad (52)$$

Ce résultat n'est pas très différent de l'expression relativiste III.3.10, surtout si l'on tient compte des erreurs expérimentales, des approximations de la théorie, et de la détermination assez indirecte de certains paramètres, notamment le rayon a de la sphère de plasma.

Il concerne, rappelons-le, des électrons accélérés dans le plan de résonance cyclotronique ($\omega = \omega_c$). Si toutefois on se reporte au commentaire de l'inégalité (48), on verra qu'il existe, en aval du plan en question, un plan où est remplie la condition de résonance (47), qui tient compte de la dérive due à la charge d'espace. C'est donc dans cette deuxième région que les électrons atteindront l'énergie la plus élevée. Les deux plans sont éloignés, d'après l'équation (50), de 0,5 cm et coupent tous deux la sphère de rayon a . Or nous avons admis, au paragraphe V.8., que la plupart des électrons sont maintenus dans cette sphère par la composante axiale de champ électrique. Ceux qui s'échappent sont ceux qui ont l'énergie transversale la plus élevée, c'est à dire l'énergie maximale donnée par la théorie relativiste dans la région où la résonance est effectivement remplie en tenant compte de tous les effets possibles.

V.10. EXEMPLES NUMERIQUES.

Nous allons étudier deux exemples correspondant à des conditions expérimentales rencontrées dans les chapitres suivants, dont nous prendrons certains résultats de mesure.

V.10.1. Régime de courant moyen.

Il s'agit du régime intermédiaire entre ceux définis aux paragraphes V.4 et V.5.

Nous considérons les conditions décrites dans le paragraphe VII.2.5. :

- Puissance hyperfréquence : 200 W
- Tension de l'injecteur : 1200 V
- Courant total : 10 mA
- Rayon de faisceau électronique (a) : 1 cm

Nous admettons que la tension de l'injecteur est égale au maximum du potentiel de charge d'espace (Φ_0) et que le rayon de la sphère (a) est le même que celui du faisceau électronique. On calcule d'abord la pervéance réduite à l'aide des équations (16) et (17) :

$$\frac{P}{P_0} = I / P_0 \Phi_0^{3/2} = 35$$

Cette valeur correspond d'après la figure V.1. à l'abscisse :

$$p' = 1,3 \quad \text{MKS}$$

qui est située dans la zone intermédiaire où la densité de charge des électrons n'est ni négligeable ni très voisine de celle des ions :

$$\frac{\rho_e}{\rho_i} = 0,60$$

Des valeurs de I et de p', on tire :

$$\frac{a}{\tau} = 8,6 \cdot 10^6 \quad \text{cm/sec}$$

et, comme a est connu :

$$\tau = 1,16 \cdot 10^{-7} \quad \text{sec}$$

La relation III.1. (16) permet de calculer la fréquence de collision équivalente :

$$\nu = 8,6 \cdot 10^6 \quad \text{sec}^{-1}$$

L'équation V. (1) permet de calculer la densité électronique :

$$n_e = 1,74 \cdot 10^9 \quad \text{cm}^{-3}$$

On peut maintenant utiliser ces résultats pour calculer les grandeurs hyperfréquences. La fréquence de travail est de 1250 MHz, la densité électronique critique n_c est de $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, d'où l'on déduit :

$$X \equiv \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \equiv n_e / n_c = 0,087$$

$$Q \equiv \frac{\omega}{\nu} = 910$$

L'équation IV (31) permet de calculer le champ au sein du plasma en fonction du champ excité dans le guide. Calculons d'abord la valeur absolue du dénominateur, avec $\frac{\omega_c}{\omega} \equiv y = 1$:

$$\left| 1 - j \frac{QX}{3} \right| = \left| 1 - j 26 \right| \approx 26$$

Malgré la faible densité, le champ est sensiblement abaissé : le plasma se comporte comme un assez bon conducteur à cause de la résonance cyclotronique. Par rapport au cas sans charge d'espace, l'énergie des électrons se trouve divisée par un facteur voisin de 700, à puissance constante (200 W). Si au contraire, l'énergie transversale des électrons est limitée par la mécanique relativiste, on obtient la valeur, tirée de l'eq. III. 3. (10) :

$$T_{\perp} = 35 \text{ eV}$$

Nous n'avons pas établi, dans le régime des courants moyens, de relation analogue à l'équation V. (41), qui permet de calculer le potentiel de charge d'espace en fonction de $T_{\perp}$. Toutefois $\Phi_0 / T_{\perp}$ est limité supérieurement à $\frac{1}{2}$ à cause des champs magnétiques extrêmes, indépendamment du régime de charge d'espace. En outre, ce rapport baisse lorsque l'on s'éloigne du régime des courants forts. Si l'on se base sur l'énergie des électrons intérieurs, l'énergie ionique et le potentiel de l'injecteur devraient être inférieurs à 15 eV. Si l'on considère maintenant les électrons situés à la limite du plasma (voir section IV. 2. 2.), ils bénéficient d'un champ (eq. IV. 2. (12)) plus élevé, correspondant à une puissance de :

$$\left(\frac{3}{2}\right)^2 \times 200 = 450 \text{ W}$$

La valeur correspondante de $T_{\perp}$ est 4100 eV.

Compte tenu des remarques précédentes, il est parfaitement plausible que le potentiel s'élève à 1200 V. Il faut toutefois comparer le temps nécessaire pour atteindre la limite d'énergie relative, donné par l'équation III. 3 (13) et le temps de séjour des électrons dont la valeur vient d'être calculée. On trouve pour le premier avec $T_m = 4,1 \text{ keV}$, $\tau_m = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$. Les électrons peuvent effectivement atteindre une énergie très voisine du maximum imposé par la théorie relativiste.

On voit en outre que la charge d'espace, bien que relativement faible, est suffisante pour blinder les électrons intérieurs du plasma. Le faisceau électronique doit provenir de la ceinture extérieure du plasma et avoir la structure tubulaire.

V.10.2. Régime de courant fort.

On considère maintenant les conditions expérimentales correspondant à l'étude du flux en impulsions (voir ch. VIII et [26] [27])

$$l = 15 \text{ cm}$$

$$\Phi_0 = 6 \text{ keV}$$

$$T = 14 \text{ keV}$$

$$I_i = 2 \text{ A}$$

Puissance haute fréquence : 55 kW

Diamètre du faisceau électronique à la cible : 6 cm.

Rapport du champ magnétique dans le plan
de résonance cyclotronique et à la cible $\left. \vphantom{\begin{matrix} \text{Rapport du champ magnétique dans le plan} \\ \text{de résonance cyclotronique et à la cible} \end{matrix}} \right\} : \frac{1}{2}$

On a déjà montré (V. 6.) que l'on est dans le régime des forts courants et que la quantité $a' \tau$ vaut $1,7 \cdot 10^7 \text{ cm/sec}$.

La relation V(41) permet d'obtenir le rapport a/l qui vaut 0,086, d'où :

$$\begin{aligned} a &= 1,3 \text{ cm} \\ \tau &= 1,1 \cdot 10^{-7} \text{ sec} \end{aligned}$$

On peut calculer le facteur de qualité Q du plasma (paragraphe III.1.2. et Ch.IV)

$$Q \equiv \frac{\omega}{\nu} \approx \omega \tau = 870$$

La densité électronique est calculée grâce à l'équation V (1) :

$$n_e = 1,5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

Cette grandeur fournit la valeur de ω_p^2 / ω^2 (Ch.IV) :

$$X \approx \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 7,5$$

Ce résultat, ainsi que la valeur de Q , montre que le plasma se comporte autour de la fréquence de résonance comme un bon conducteur : d'après l'équation IV.1.(31), les champs électriques dans le plasma sont réduits dans le rapport 2200. Le champ électrique est radial à la surface du plasma et, pour une puissance de 55 kW, sa valeur est de 1500 V/cm. La couche électronique nécessaire pour le neutraliser, dont la densité est connue, a une épaisseur de 10^{-2} cm et elle contient donc une très faible proportion des électrons du plasma. Il est nécessaire d'admettre que les électrons accélérés sont renouvelés par l'intérieur de la sphère par un processus à déterminer.

Dans un champ de 1500 V/cm, la limite relativiste de l'énergie des électrons est (équ.III.3.(8)) de 28 keV, valeur deux fois trop forte. On verra plus loin que cet écart est systématique (ch.IX).

En se basant sur la valeur de l'énergie électronique initiale de 14 keV, en observant qu'elle tombe à 7 keV tandis que le champ magnétique baisse d'un facteur 2, on trouve que, des 7 keV d'énergie longitudinale acquise par l'électron, 6 sont transférés à un ion, et que 1 keV lui reste à son arrivée à la cible.

V.11. CONCLUSION

Le modèle adopté au début de ce chapitre aboutit à des relations plus complexes entre les énergies électroniques et ioniques. Il suggère un second modèle plus perfectionné où les ions et les électrons, toujours en nombres légèrement différents, occupent des sphères égales spatialement décalées. Alors que le premier modèle aboutissait à un flux ionique isotrope, il apparaît que la direction d'accélération des électrons sera privilégiée. Nous n'avons pas abordé le calcul complet en tenant compte des deux effets. Le résultat serait d'ailleurs différent suivant que ce sont les électrons en volume ou en surface qui sont accélérés.

Nous avons pu montrer que l'entraînement des ions n'est pas efficace, dans un système bi ou tridimensionnel, si le gradient de champ magnétique est trop bas.

Nous avons trouvé deux régimes limites de charge d'espace : un régime à fort courant où le potentiel de charge d'espace et l'énergie ionique sont proportionnels à l'énergie transversale électronique et indépendants des densités et des flux, et un régime à faible courant où l'énergie ionique est plus basse et croît avec les flux et les densités.

Enfin, nous avons obtenu les grandeurs qui entrent en jeu dans l'étude des phénomènes hyperfréquences du chapitre précédent ; ce sont la densité électronique et la fréquence de collisions équivalente, ou l'inverse du temps τ défini dans ce chapitre. Les résultats de ce chapitre seront confrontés avec les résultats expérimentaux dans le chapitre IX.

TROISIEME PARTIE : ETUDES EXPERIMENTALES

INTRODUCTION.

CHAPITRE VI - L'APPAREILLAGE DE L'EXPERIENCE.

CHAPITRE VII - EXPERIENCES A BAS NIVEAU DE PUISSANCE.

CHAPITRE VIII - EXPERIENCES EN IMPULSIONS DE GRANDE PUISSANCE.

CHAPITRE VI

L'APPAREILLAGE DE L'EXPERIENCE

VI.1. LE CIRCUIT HYPERFREQUENCE.

VI.2. LE CHAMP MAGNETIQUE.

VI.3. PROBLEMES DE POMPAGE.

VI.4. L'INJECTEUR.

VI.5. PROBABILITES DE COLLISIONS DIVERSES.

VI.6. APPAREILS DE DIAGNOSTIC.

VI.6.1. Collecteur de particules.

VI.6.2. Collecteur multigrille.

VI.6.3. Analyseur d'énergie à secteurs.

VI.6.4. Analyseur d'énergie à plaques.

INTRODUCTION

Le Chapitre VI sera consacré à la description du dispositif expérimental. Celui-ci résulte essentiellement des conceptions et des travaux préliminaires décrits dans les chapitres I et II, et il a été modifié et complété au cours des études décrites dans les chapitres qui vont suivre.

Le chapitre VII décrira des expériences faites à basse puissance, c'est à dire quelques centaines de Watts au maximum. Les champs électromagnétiques sont alors modérés et on peut introduire dans la cavité des électrodes sans risque de claquage. Le travail a été essentiellement un travail de mise au point qui n'est pas décrit ici, puis un travail d'exploration et de dégrossissage. Les résultats sont souvent de nature descriptive ou qualitative. Néanmoins, un certain nombre de mesures significatives ont pu être faites. Cette étude a permis de comprendre les mécanismes en jeu.

Les résultats les plus importants ont été obtenus en impulsions à haute puissance. Une partie des travaux effectués a fait l'objet d'une publication de P. BRIAND [27].

L'un des résultats de cette étude est que l'énergie des électrons suit la loi relativiste, que nous avons établie au chapitre III et retrouvée au chapitre VII. Nous avons complété ce travail principalement par une mesure directe du flux de particules et de sa répartition.

CHAPITRE VI

L'APPAREILLAGE DE L'EXPERIENCE

On a caractérisé au chapitre II l'expérience Icare par le générateur à haute puissance en impulsions, le flux élevé de particules et le circuit hyperfréquence fonctionnant en ondes progressives ou presque.

On a vu au chapitre I pourquoi une telle expérience peut être faite en hyperfréquences. L'abondance de matériel aux fréquences des radars, le désir d'avoir des circuits d'assez grandes dimensions et de disposer de puissance élevée nous ont fait choisir la fréquence relativement basse de 1250 MHz.

Avec une puissance appliquée de 1 MW, dont peut être 100 kW communiqués aux particules, le courant accéléré à 10 keV est de 10 A, c'est à dire $16 \cdot 10^{19}$ ions une fois ionisés. Ces ions après recombinaison représentent un flux de 4,5 Torr litre/sec. Pour limiter la pression à 10^{-5} Torr en régime permanent, il faudrait une vitesse de pompage de 450.000 lit/sec. On verra que deux phénomènes diminuent les exigences. Il reste qu'un système de pompage très efficace est nécessaire.

Les ordres de grandeur et les problèmes essentiels étant circonscrits, passons à la description détaillée des éléments de l'appareillage.

VI.1. LE CIRCUIT HYPERFREQUENCE.

La figure VI.1. en donne un schéma d'ensemble. Les pièces essentielles sont la cavité, le générateur klystron de haute puissance (2 MW) et un générateur carcinotron continu de 2 kW. On a voulu en effet faire des mesures dans un intervalle de puissances aussi grand que possible. Le carcinotron facilite en outre les réglages et les étalonnages de mesure.

Dans le régime d'impulsions, il est impossible de modifier le réglage pour optimiser le régime permanent après l'établissement de la décharge : le même réglage doit servir à deux régimes aussi différents que l'amorçage et le régime avec plasma dense, à moins que l'on n'utilise un autre générateur pour la préionisation. (On avait initialement l'intention d'ioniser le gaz avec le signal du carcinotron, puis de l'accélérer en impulsions avec celui du klystron, avec une fréquence et un réglage de circuit différents. Ce procédé n'a jamais donné de résultats. En particulier, le signal du carcinotron prolonge l'ionisation par le klystron, mais celui-ci peut éteindre le plasma entretenu par le carcinotron).

La jonction dite "3 dB" permet le changement de générateur sans modification de circuit au prix d'une perte de la moitié de la puissance, dissipée dans une charge à eau reliée au quatrième bras de la jonction. Eventuellement, on peut relier ce quatrième bras à la sortie de la cavité et obtenir un montage symétrique (traits pointillés). L'excitation de la cavité se fait à travers des unilignes à ferrite qui évitent l'excitation de régimes stationnaires complexes entre la cavité et la jonction, et contribuent à protéger les générateurs contre les réflexions de puissance. En parallèle avec chaque guide d'excitation de la cavité se trouve à chaque extrémité un guide à piston permettant de modifier le régime d'ondes stationnaires dans la cavité. On doit toutefois noter que, dans les expériences à grande puissance, le plasma était très absorbant et qu'il ne pouvait y avoir de surtension élevée et d'autre part que l'excitation hyperfréquence par les deux extrémités de la cavité n'a été utilisée que dans des expériences préliminaires. Les ondes étaient donc généralement progressives entre l'excitation et la région du plasma.

Nous utiliserons indifféremment pour la partie du circuit où se trouve le plasma les mots "cavité" et "guide", que les ondes soient purement progressives ou non, le premier cas n'étant que la limite d'un régime à taux d'ondes stationnaires bas, ou faiblement résonnant.

Le klystron, conçu spécifiquement pour certaines expériences sur les plasmas, a été décrit par ailleurs [21]. C'est un amplificateur à deux cavités ayant un gain de 16 dB, que l'on fait osciller grâce à une boucle de réaction de 9 dB. Il est excité en impulsions de 100 μ sec. répétées toutes les secondes.

La cavité d'expérimentation est un tube de 155 mm de diamètre intérieur dont la partie centrale est percée de très nombreux trous communiquant avec un caisson de pompage (fig. V.2) On n'a pas pu détecter de fuites haute fréquence à travers ces trous. Les caractéristiques numériques du guide sont les suivantes :

- Longueur d'onde de coupure	: 26,5 cm
- Fréquence de coupure	: 1130 MHz
- Longueur d'onde guidée à 1250 MHz	: 56 cm
- Taux de retard à 1250 MHz	: 2,33

- Valeur du champ électrique sur l'axe en fonction de la puissance (ondes progressives) (voir eq. 1 chapitre II) :

$$E = 4,13 \sqrt{P} \quad (1)$$

V/cm Watt

- Valeur du paramètre g en fonction de la puissance (voir chapitre II) :

$$g = 15,5 \cdot 10^{-6} \sqrt{P} \quad (2)$$

Watt

Les coupleurs de mesure indiqués par la fig. VI. 1 permettent de mesurer par deux sorties différentes les puissances incidente et réfléchie avec un couplage de - 40 dB. Ils sont placés aux entrées de la cavité et à la sortie des générateurs ou à l'entrée de la jonction 3 dB. En général, on a terminé l'une des sorties des coupleurs sur son impédance caractéristique tandis que l'autre excitait un cristal détecteur 1 N 21 à travers un coaxial atténuateur de 30 dB. Le niveau de puissance de crête est ainsi ramené à 0,1 W au maximum. Les sorties des cristaux étaient envoyées à des oscillographes cathodiques. L'ensemble a été étalonné en fonction de l'amplitude en remplaçant le guide situé immédiatement derrière chaque coupleur par une charge à eau qui permet la mesure de la puissance. La directivité des coupleurs (20 dB) permet en général une précision de 10 à 20 % sur les puissances réfléchies.

On voit sur la Fig. VI. 2 que le guide est percé de 6 ouvertures reliées à l'extérieur par des tubes souples traversant le caisson de pompage. Entre autres organes de diagnostic, ces orifices permettaient de placer les analyseurs d'énergie et les collecteurs.

VI. 2. LE CHAMP MAGNETIQUE

Le champ magnétique doit assurer la résonance cyclotronique dans une région dite de résonance ou encore d'ionisation. Pour une fréquence de 1250 MHz, la valeur correspondante de B est de 447 Gauss. Le champ magnétique traverse cette région avec une intensité décroissante le long des lignes de champ, qui doivent donc diverger. Hors de la région de résonance, comme on l'a vu, l'interaction avec le champ hyperfréquence est négligeable et on peut admettre l'hypothèse de l'invariance adiabatique du moment magnétique orbital des électrons. On sait que leurs trajectoires s'enroulent alors sur des tubes de force du champ magnétique. Si le champ magnétique décroît considérablement, le flux de particules s'étale donc de même et les mesures deviennent d'autant plus difficiles. Par contre, comme on l'a vu au chapitre II, l'énergie longitudinale atteinte par les particules s'approche d'autant plus d'une valeur maximale que le champ magnétique devient plus bas. Il est donc nécessaire de faire un compromis et nous avons choisi de ne pas abaisser le champ magnétique, du côté des faibles valeurs ou côté aval, en dessous de la moitié de la valeur assurant la résonance cyclotronique des électrons, dans toute la région où l'on dispose des organes de diagnostic, c'est à dire environ 20 cm au delà de la tête de couplage de la cavité hyperfréquence.

Du côté des fortes valeurs de B ou côté amont, les premières expériences ont montré que le plasma pouvait s'exciter assez facilement même si le champ est supérieur au champ de résonance, et que ce plasma remplissait les organes de couplage électromagnétique et provoquait une réflexion à peu près totale de l'onde incidente. On est parvenu à supprimer ce plasma parasite en utilisant un champ très élevé, atteignant 3 ou 4 fois la valeur du champ résonnant, c'est à dire 1500 à 2000 Gauss.

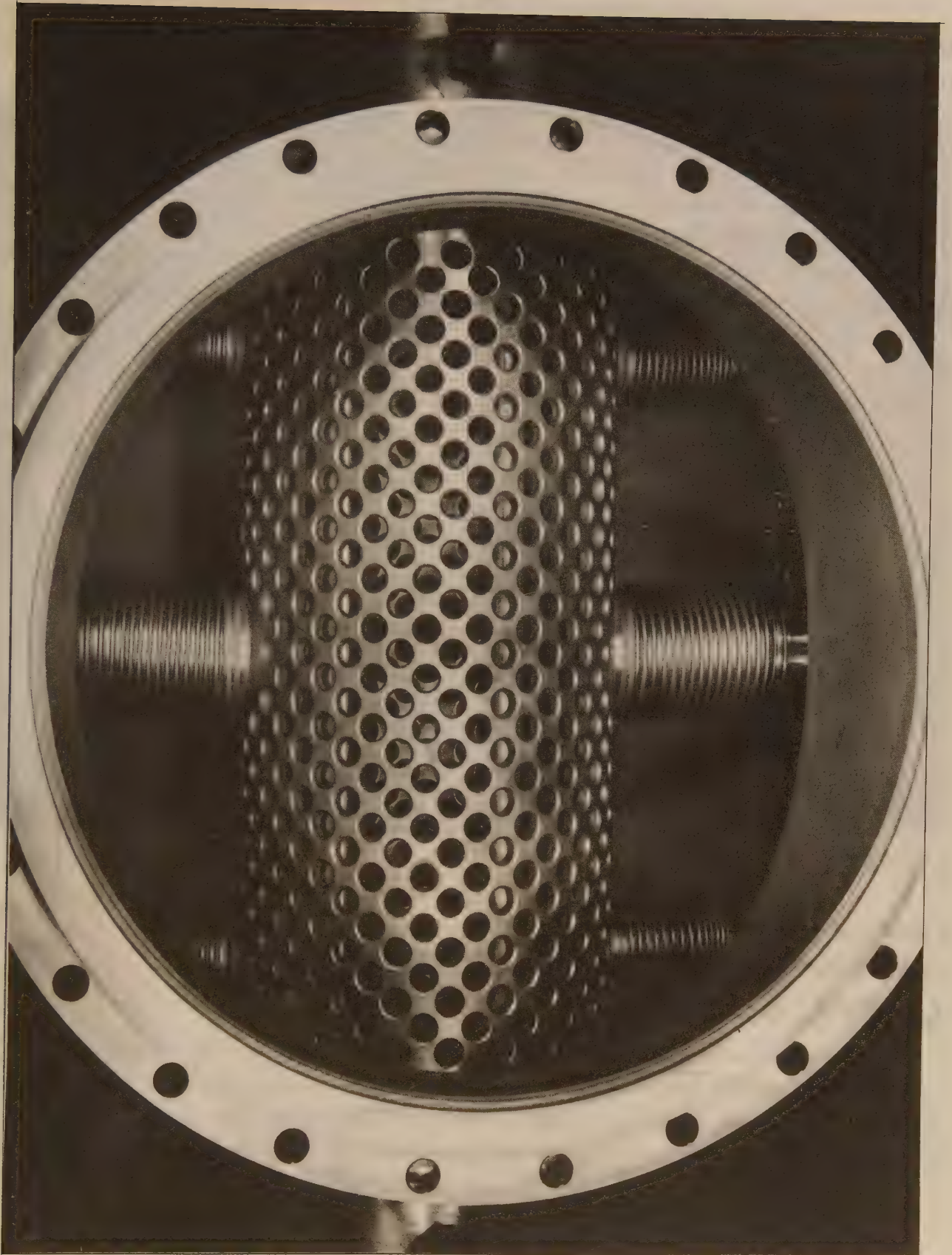


Figure VI. 2
Photographie du guide d'onde

Dans la région de résonance elle-même, on a vu que le gradient de champ magnétique est un paramètre critique. Il semblait nécessaire de pouvoir modifier ce gradient grâce à des bobines situées près du plan de résonance. Le champ est créé par un ensemble de 33 bobines constituées de conducteur creux assurant la circulation de l'eau de refroidissement. La disposition générale est indiquée sur la fig. VI. 1. Les bobines des extrémités peuvent être munies en bout des disques de fer doux qui rendent le champ plus uniforme. Ils sont bien entendu percés d'un trou central assurant le passage du guide d'ondes. Les bobines destinées à assurer l'intensité de champ voulue ont un diamètre intérieur de 400 mm. Celles qui permettent de varier le gradient de champ dans la zone de résonance ont un diamètre intérieur de 250 mm. On dispose de trois alimentations séparées permettant un nombre de réglages d'autant plus grand que l'on peut commuter les bobines de nombreuses manières. La figure VI. 3 donne une courbe typique du champ magnétique le long de l'axe, et montre comment l'on peut faire varier la position de la résonance cyclotronique de quelques centimètres, sans changer l'allure du champ dans les autres régions.

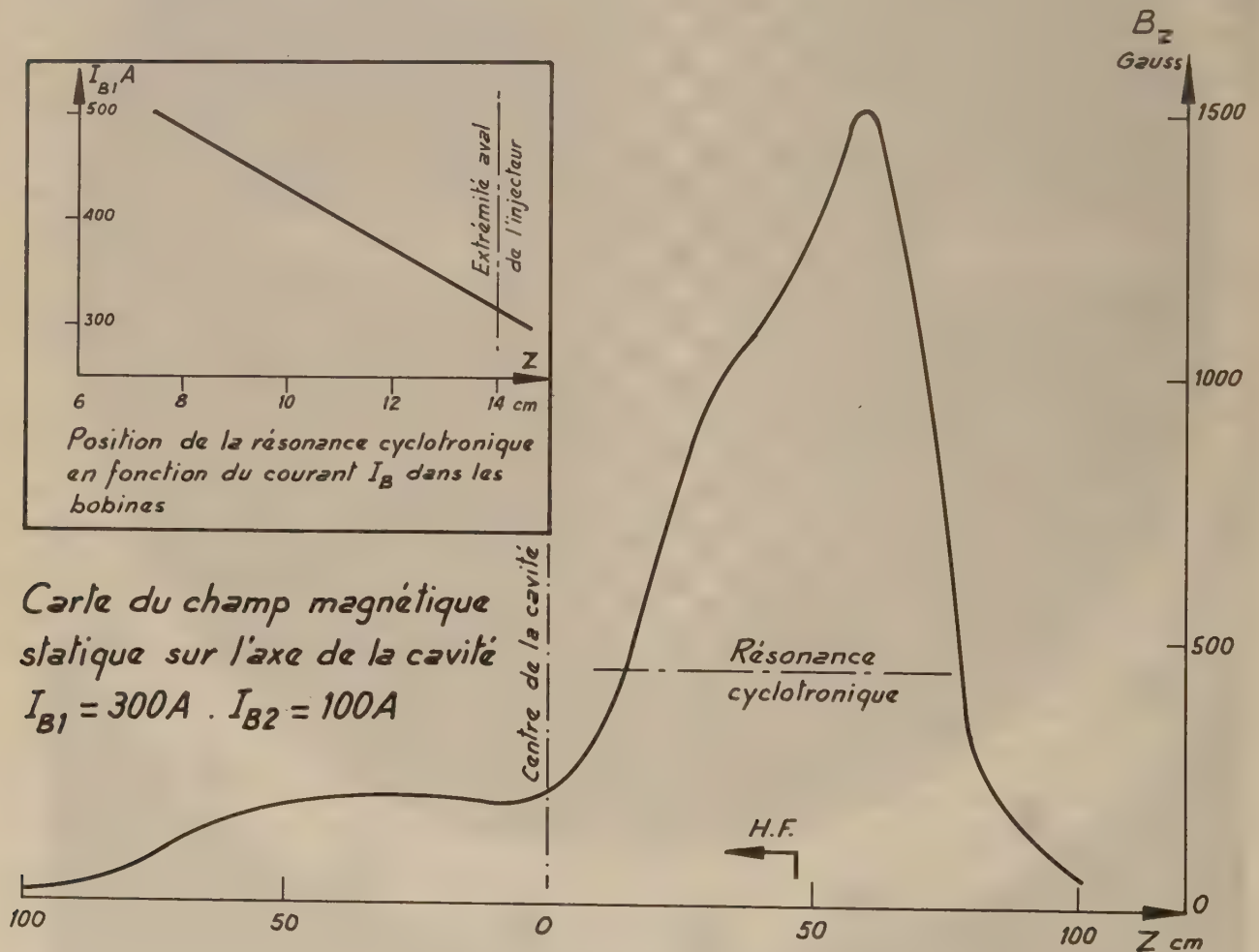


Figure VI. 3.

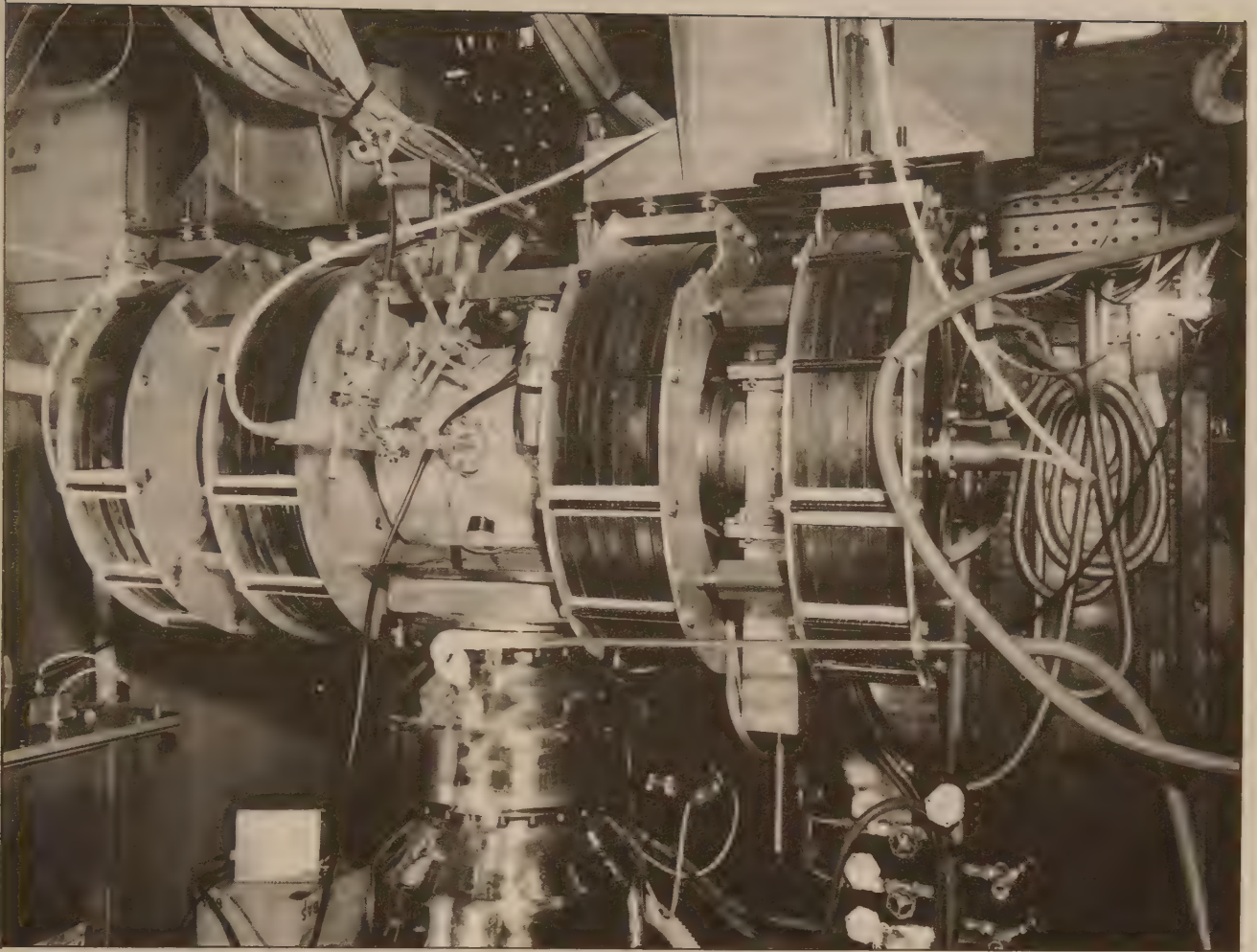


Figure VI.4.A
Photographie de la cavité et de ses accessoires

En effet, la variation du courant dans les bobines dites de gradient provoque surtout un déplacement de la zone de résonance, et des essais préliminaires pour modifier le gradient en compensant la position de la résonance avec les autres bobines ont conduit à garder un gradient de champ à peu près constant :

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = 30 \text{ Gauss/cm} \quad (3)$$

soit :

$$\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0,067 \frac{1}{15} \text{ cm}^{-1} \quad (4)$$

VI. 3. PROBLEMES DE POMPAGE.

Un flux de 10 A d'ions A^+ correspond à un flux d'environ 10^{20} particules par seconde, ce qui pour un vide résiduel de 10^{-5} Torr demande théoriquement une vitesse de pompage de 300.000 lit/sec. Mais si en régime pulsé, on se base sur le flux moyen, qui est au plus 10.000 fois plus petit, la vitesse de pompage nécessaire n'est évidemment plus que de 30 lit/sec. La région à évacuer est le guide d'ondes et plus exactement son extrémité aval. Or la présence des bobines de champ magnétique limite l'accès à la région centrale, que l'on a dû perforer de nombreux trous (702), comme on l'a vu. La conductance théorique de cet ensemble de trous serait de 4500 lit/sec pour un flux de gaz radial uniforme. Les trous débouchent dans un caisson (conductance 20.000 lit/sec) relié directement à la pompe. On a choisi un modèle possédant une vitesse de pompage nominale de 2.000 lit/sec. La figure VI.4.A. est une photographie de l'ensemble montrant la pompe, les bobines, le caisson de pompage et les hublots d'accès à la cavité.

Le comportement exact de l'ensemble est conditionné par le problème de l'injecteur. Il est nécessaire d'opérer à pression résiduelle basse (10^{-5} Torr) afin d'éviter d'une part l'excitation d'un plasma secondaire, d'autre part les collisions de toutes natures. Pour obtenir l'ionisation initiale, il est nécessaire d'avoir une région à pression élevée, ce que l'on obtient en injectant le gaz par un petit orifice situé sur l'axe au voisinage de la région de résonance cyclotronique, puisque c'est de là que partira le flux ionique.

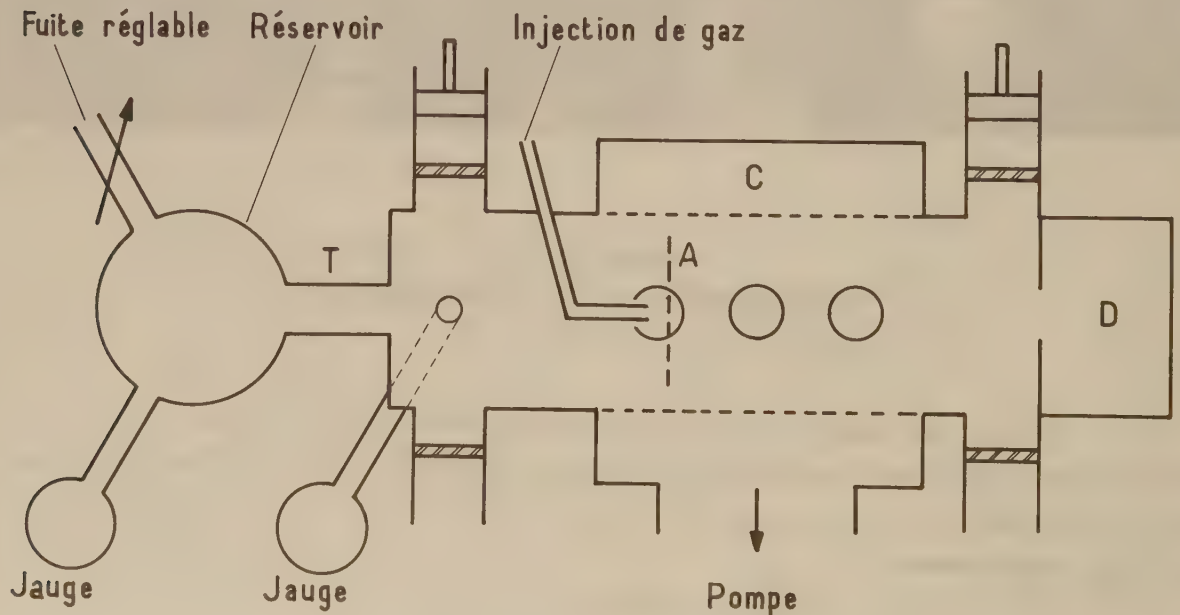


Figure VI.4.B

Schéma du circuit de pompage

La disposition est montrée par la figure VI.4.B. qui donne également la position de la jauge de mesure utilisée en permanence sur l'expérience, et montre le circuit utilisé pour l'étalonnage du système (en présence du champ magnétique), composé d'un réservoir, d'une fuite réglable et d'une seconde jauge et d'une tubulure T de conductance connue. La mesure a fourni une valeur de la vitesse de pompage variant de façon incontrôlée entre 450 et 750 lit/sec. On se base dans les calculs des chapitres suivants sur la valeur de 600 lit/sec en admettant une erreur de $\pm 30\%$ et on calcule donc les débits de gaz par les expressions suivantes :

Débit en Torr x litre/sec :

$$Q = 600 p_j \quad (5)$$

Débit en nombre de particules par seconde :

$$Q_n = 2,1 \cdot 10^{22} p_j \quad (6)$$

Débit en ampères d'Argon II :

$$Q_I = 3400 p_j \quad (7)$$

p_j est la pression en Torr à la jauge de mesure, égale, en régime permanent, à celle de l'extrémité aval du guide d'ondes.

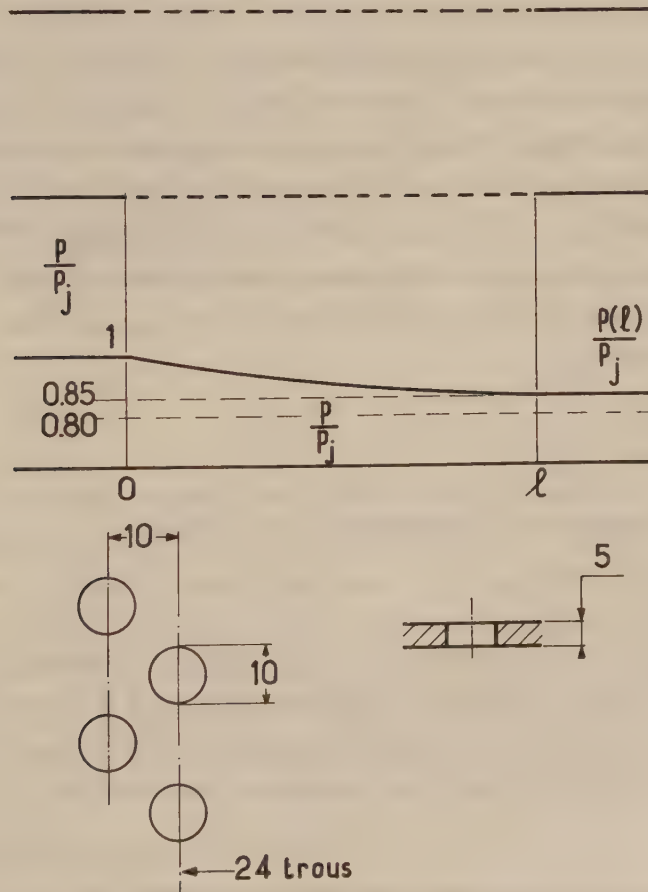


Figure VI. 5

Profil de variation de la pression le long du guide

On a par ailleurs établi et résolu les équations différentielles des flux et de la densité de gaz en supposant une pression uniforme dans la région aval du guide, ainsi que dans le caisson de pompage, et en attribuant à la partie perforée une conductance constante dans la direction axiale et une conductance radiale par unité de longueur due aux trous en régime moléculaire. Le résultat est donné sur la figure VI. 5. en même temps que la géométrie exacte des trous. On voit que la pression ne varie pas de plus de 15 %, le long du guide.

La valeur ainsi calculée est une moyenne dans la section du guide. Autour de l'injecteur, elle est en fait extrêmement inhomogène et le calcul n'a qu'une valeur indicative.

VI.4. L'INJECTEUR.

Le premier injecteur utilisé était un simple tube de cuivre coudé monté sur la paroi latérale du guide de façon qu'il soit partout perpendiculaire au champ électrique H F. On verra au chapitre VII que l'on a dû adopter un injecteur isolé électriquement des parois. Comme la pression est beaucoup plus grande dans le tube de l'injecteur que dans l'enceinte, l'ionisation peut s'y produire aisément à condition que les champs y pénètrent. Le flux de gaz qui atteint la zone de résonance est alors aussi fortement ionisé que possible. Le tube doit être construit en matériau isolant réfractaire. La probabilité d'ionisation dans l'Argon est maximale pour une énergie électronique de 50 eV et diminue lentement pour les énergies supérieures. Dans un champ magnétique de 450 Gauss, des électrons de 50 eV ont un rayon de giration de 0,53 mm. Afin que ces électrons, ou de plus énergétiques, circulent assez librement, on a donné au tube un diamètre intérieur de 8 mm. A 10^{-3} Torr, le parcours moyen d'ionisation est de l'ordre de 1 mètre. La trajectoire des électrons est hélicoïdale, ce qui allonge le parcours, mais avec un pas croissant au fur et à mesure de l'accélération par la force diamagnétique. D'autre part, pour avoir une ionisation efficace, chaque électron doit produire plus d'une ionisation. On a donné au tube une longueur de 10 cm. (figure VI. 6. a). La figure VI. 6. b. est une photographie de l'injecteur vu par l'axe du guide.

On a étudié sommairement le débit de gaz dans ce tube : le débit d'un orifice circulaire de rayon a où règne une pression p vers une enceinte à basse pression est, en régime moléculaire et pour de l'Argon à 300°K :

$$Q = 10 p \pi a^2 \quad (8)$$

(Torr lit/sec) (Torr, cm)

d'où, d'après la relation donnant le débit en fonction de la pression :

$$p = \frac{600 p_j}{10 \pi a^2} \simeq 100 p_j \quad (9)$$

Dans l'intervalle $10^{-5} < p_j < 10^{-4}$, la pression à l'extrémité de l'injecteur varie donc de 10^{-3} à 10^{-2} Torr. Dans le cas extrême, le régime à l'extrémité aval est à la limite entre l'écoulement visqueux et l'écoulement moléculaire. Les régions soumises au champ haute fréquence et où la pression est la plus favorable à l'amorçage d'une décharge sont l'intérieur du tube et le voisinage de son extrémité.

La conductance du tube en régime moléculaire est de 0,5 l/sec. Soient P_a la pression en amont, P la pression à l'extrémité libre. On peut dresser le tableau suivant, dont les éléments sont calculés avec deux hypothèses différentes.

INJECTEUR DE GAZ ISOLE

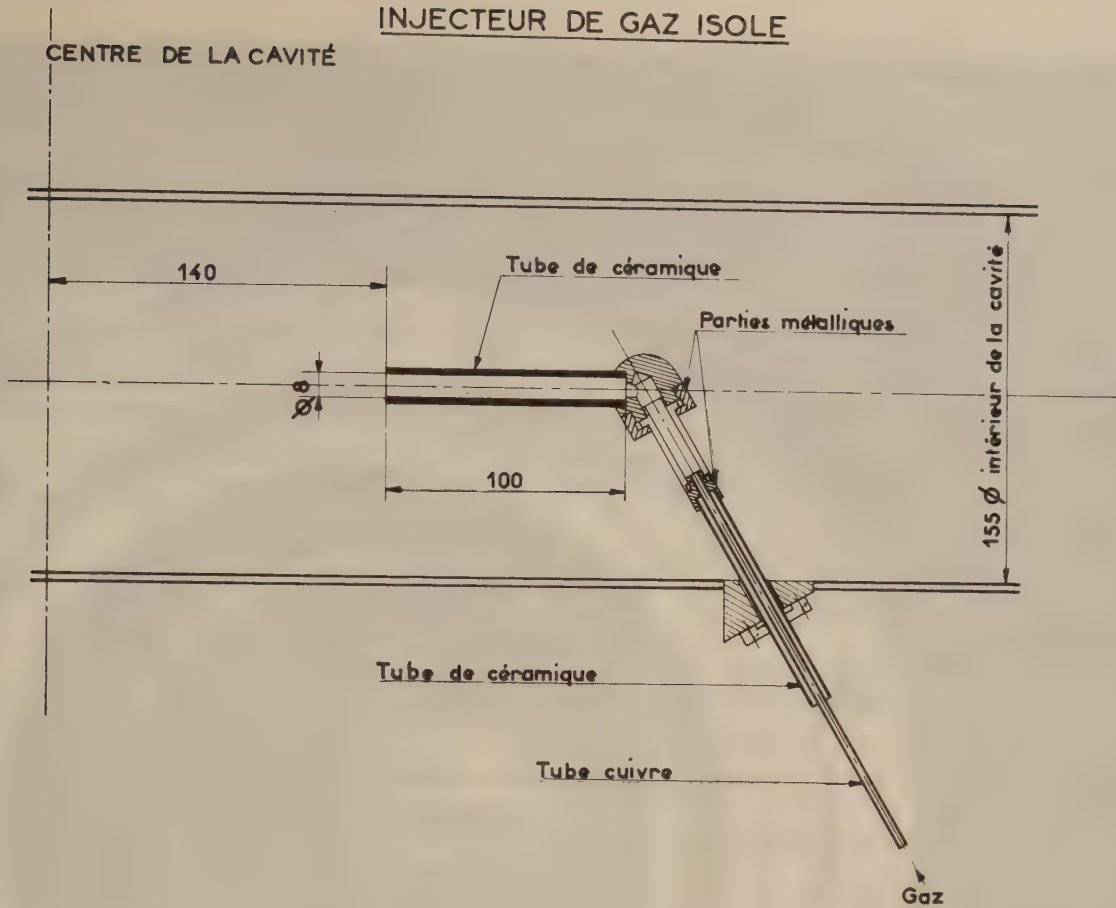


Figure VI.6 A

	P_J (pression mesurée en Torr)	Q (l/ sec)	P Torr	P_a Torr	N	I (A)
Régime moléculaire	10^{-5}	$0,48 \cdot 10^{-2}$	10^{-3}	10^{-2}	10^{15}	1,6
Régime visqueux	10^{-4}	$4,8 \cdot 10^{-2}$	10^{-2}	0,125	$1,5 \cdot 10^{16}$	24

N est le nombre total de particules comprises dans le tube en régime permanent. I représente le courant crête que l'on obtiendrait en ionisant une fois chaque atome et en extrayant tous les ions en $100 \mu \text{ sec}$. Entre les deux régions caractérisées dans le tableau, la variation n'est pas linéaire. Ce calcul montre qu'il est possible d'obtenir pendant $100 \mu \text{sec}$ des courants de crête de plusieurs Am-pères, grâce à la réserve de gaz continue dans l'injecteur. Dans ce temps, la recombinaison des ions à la paroi terminale provoquera une augmentation de densité des neutres, mais cet effet sera très local car un atome d'Argon aux vitesses thermiques ambiantes ne se déplace que de 3 cm environ en $100 \mu \text{ sec}$.

VI. 5. PROBABILITE DE COLLISIONS DIVERSES.

Dans le fonctionnement en accélération, (voir chapitres VII et VIII), le plasma est accéléré autour d'un point A légèrement en avant du tube injecteur et accéléré vers des organes de diagnostic situés généralement en D (figure VI. 4. B). La longueur du parcours est de 0,8 m.

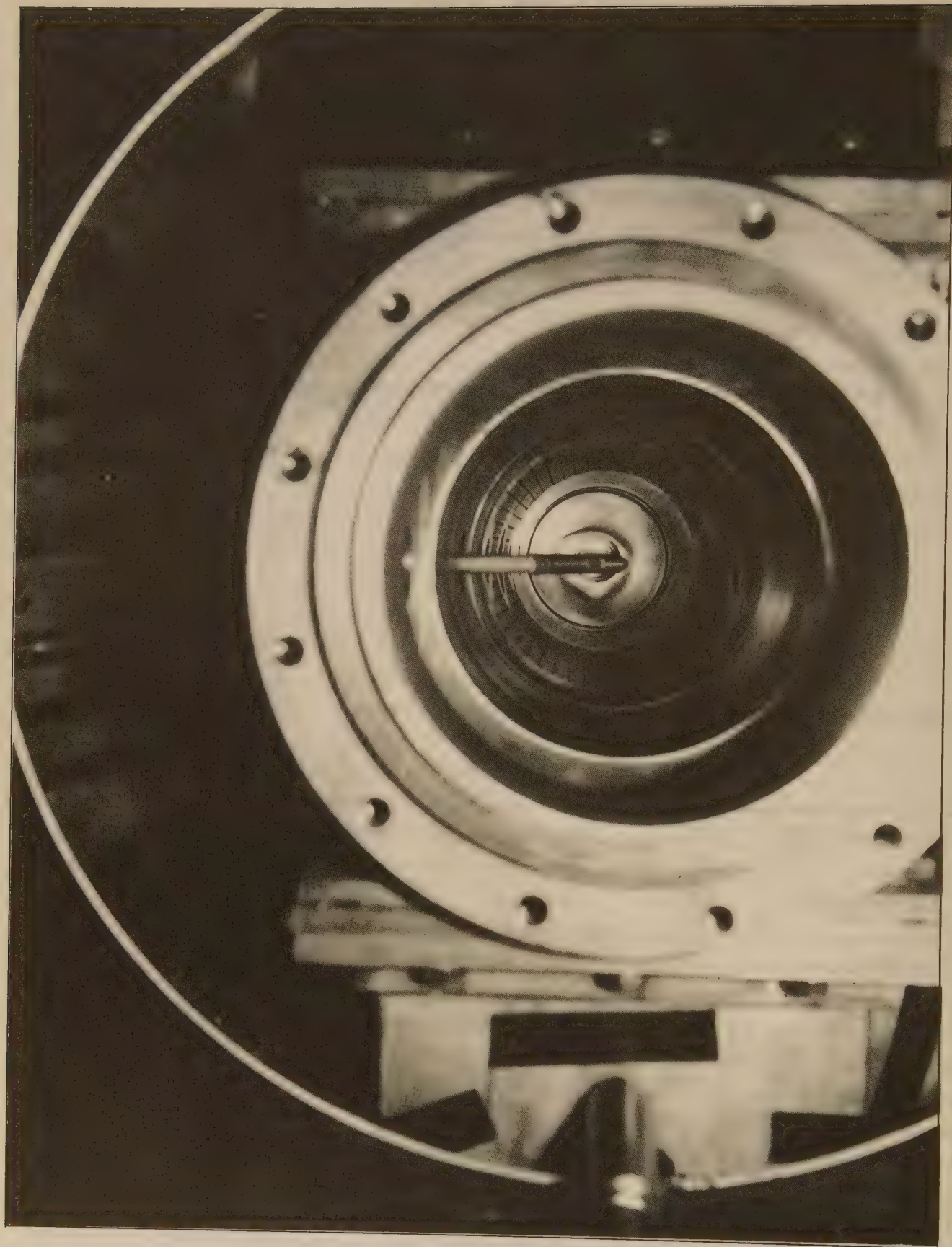


Figure VI.6.B

Photographie de l'injecteur dans le guide d'onde

Les ions le parcourent en ligne droite. Les électrons ont un mouvement en spirale et leur parcours est multiplié par un facteur :

$$\sqrt{1 + \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}}$$

où $T_{\parallel}$ et $T_{\perp}$ sont leurs énergies cinétiques parallèle et normale au parcours. Les énergies ioniques aussi bien qu'électroniques sont de plusieurs kilos-électrons volts. Le tableau VI.7 donne les sections efficaces et les fréquences moyennes des évènements les plus probables sur ce parcours, qui sont les suivants :

a) Un électron peut effectuer une collision élastique sur un atome neutre. Si cet évènement est probable, le flux électronique sera diffusé; La probabilité $\mathcal{P}_c$ est donnée [4] dans les notations de cette référence par :

$$\mathcal{P}_c = P_c \cdot p_o \cdot l \quad (\text{Torr, cm}) \quad (10)$$

Tableau VI.7
Probabilités et fréquences de divers évènements microscopiques rapportés à une pression de 1 Torr, en fonction de leur énergie cinétique.

K (eV)	v (cm/sec)	Collisions élastiques e-A (Brown [4])		Ionisation e-A (Von Engel [51])		Transfert de charge A A ⁺ (Gilbody [79])	
		Q_e	$Q_e \cdot v_e$	S_e	$S_e \cdot \frac{v_e}{\text{sec}}$	σ cm ⁻²	P_t
	$10^8 \times$		$10^{10} \times$		$10^{10} \times$	$10^{-16} \times$	
16	2,4	72	1,7	1		0	
36	3,6	35	1,25			0	
64	4,8	25	1,2			0	
100	6	22	1,32	15	0,9	0	

		extrapolé					
300	10,5	12	1,32	9	0,9	40	142
1000	19	7	1,32	3,4	0,65	35	124
3000	33	4	1,32	1,5	0,5	22	78
5000	42	3	1,32	0,9	0,38	20	70

				extrapolé			
10000	60	2,2	1,32	0,50	0,30	15	53
20000	85	1,55	1,32	0,27	0,23	12	42

Si l'on extrapole les valeurs données suivant une loi inversement proportionnelle à la vitesse, conformément aux résultats expérimentaux [4], on obtient :

$$P_c = 200 / \sqrt{T} \quad \text{Torr, cm, électron-volt}$$

Pour = 80 cm, $p = 3,5 \cdot 10^{-5}$ Torr, $T = 10$ keV

$$\mathcal{P}_c = 5,6 \cdot 10^{-3} \sqrt{1 + T_{\perp} / T_{\parallel}} \quad (11)$$

La diffusion peut jouer un rôle important si l'énergie cinétique longitudinale des électrons est négligeable devant leur énergie transversale.

b) Un électron peut ioniser un atome neutre. Cet événement est très improbable, mais, comme les électrons engendrés sont dans un champ magnétique assez homogène, ils ont une vitesse de dérive faible et prennent immédiatement assez d'énergie du champ hyperfréquence pour se multiplier.

Ces deux raisons (a et b) expliquent l'apparition, au dessus d'une pression de $8 \cdot 10^{-5}$ Torr, d'un plasma en volume excité par le flux accéléré. La probabilité d'ionisation est donnée [51] par :

$$\mathcal{P}_i = S_e p_o l \sqrt{1 + T_{\perp} / T_{\parallel}} \quad (12)$$

Pour des électrons de 10 kV, on trouve en extrapolant les résultats expérimentaux [51] :

$$S_e = 0,50$$

et, pour $p_o = 10^{-5}$ Torr, $l = 80$ cm :

$$\mathcal{P}_i = 0,50 \times 10^{-5} \times 80 \sqrt{1 + \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}} = 0,40 \cdot 10^{-3} \sqrt{1 + \frac{T}{T_{\parallel}}}$$

Si $T_{\perp}$ et $T_{\parallel}$ sont du même ordre de grandeur, 1 ampère de courant accéléré peut produire 1 mA d'électrons d'ionisation le long du parcours.

c) Collisions ions-atomes,

Il s'agit principalement de la réaction d'échange de charge



qui a pour effet de diminuer le flux ionique. La section efficace est assez élevée [79]. P vaut 124 pour une énergie cinétique de 1 keV et décroît lentement pour les énergies supérieures. A 10^{-4} Torr la probabilité est de 0,8. Les énergies ioniques étant nettement supérieures (plusieurs keV), et la pression plus basse en général d'un ordre de grandeur dans la région du parcours des ions, l'importance de ce phénomène est inférieure ou comparable aux autres erreurs de mesure.

VI.6. APPAREILS DE DIAGNOSTIC.

La figure VI.8 donne un schéma de la cavité avec l'emplacement d'un certain nombre d'appareils de diagnostic.

Les signaux hyperfréquences prélevés en différents points du circuit ont fourni de nombreux renseignements sur le plasma. Cet appareillage a été décrit dans la section VI.1. On a fait figurer sur le schéma une des boucles de couplage H F.

L'interferomètre a surtout été utile pour l'étude du plasma accumulé mentionnée dans la section II.1. Les ouvertures latérales de la cavité ont un diamètre de 50 mm. La longueur d'onde maximale de l'interféromètre compatible avec ces ouvertures est de l'ordre de 8 mm, ce qui correspond à une densité électronique critique de $1,6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. On a trouvé que la limite de sensibilité, en impulsions médiocrement reproductibles, correspond à une densité de $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ répartie sur le diamètre de la cavité (155 mm). Dans le régime d'accélération étudié ici, on n'a pas

obtenu de signaux, ce qui donne seulement une limite supérieure des densités éventuellement obtenues : $1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ si le diamètre du plasma est de 3 cm.

Nous allons décrire avec plus de détail les autres instruments.

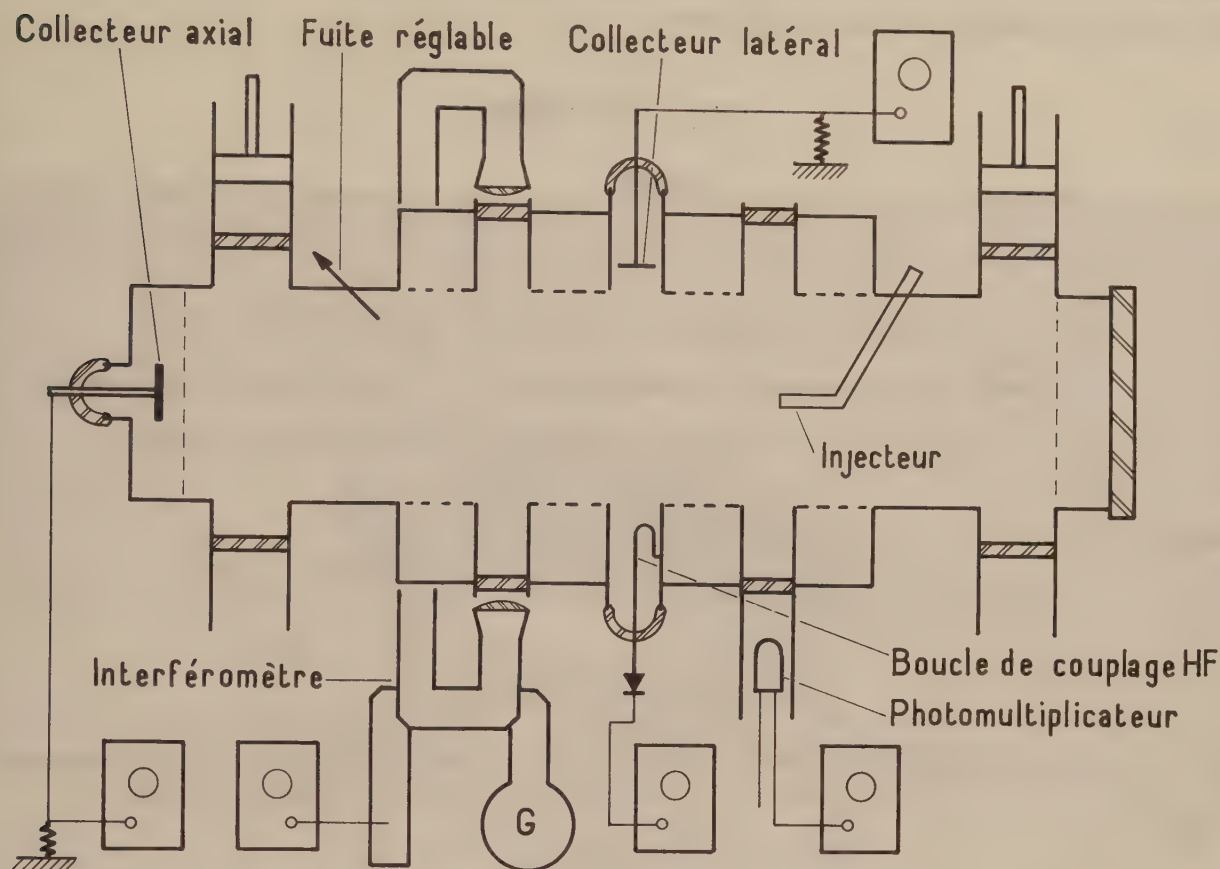


Figure VI.8

Schéma de la cavité et de ses accessoires.

VI.6.1. Collecteurs de particules.

Nous préférons le terme de "collecteur" à celui de "sonde" à cause de ce qui a été dit dans la section II.4.3., à savoir qu'on ne peut attribuer aux particules des plasmas obtenus une distribution de vitesses maxwellienne, que les mouvements des particules relèvent essentiellement d'un dynamique simple non statistique.

La figure VI.9 montre un certain nombre de ces collecteurs, qui ont été fixés, par l'intermédiaire de joints Wilson, sur les diverses ouvertures de la cavité.

Les courants collectés par ces collecteurs, souvent très faibles, étaient observés sur des oscillographes cathodiques reliés par des câbles de plusieurs mètres dont la capacité abaisse les tensions obtenues. Il était donc nécessaire de disposer au voisinage immédiat du collecteur un amplificateur à basse impédance de sortie (modèles transistorisés à piles).

Les renseignements fournis par des collecteurs peuvent être très nombreux si l'on fait varier leur polarisation, mais aussi très difficiles à interpréter. Il existe deux cas limites simples. Si l'on sait que l'on ne perturbe pas le flux de particules, on peut mesurer le courant ionique net. Les électrons peuvent être séparés par un champ magnétique. Il faut alors fixer le

potentiel du collecteur à la valeur locale sans collecteur. Si au contraire, on laisse le potentiel flottant, c'est à dire si le collecteur est relié à la masse par une forte résistance, le collecteur se polarise théoriquement à un potentiel correspondant à l'énergie cinétique des particules les plus énergétiques. S'il existe deux populations de charges opposées et d'énergies voisines, le collecteur prend le signe de celle qui a le flux le plus élevé.

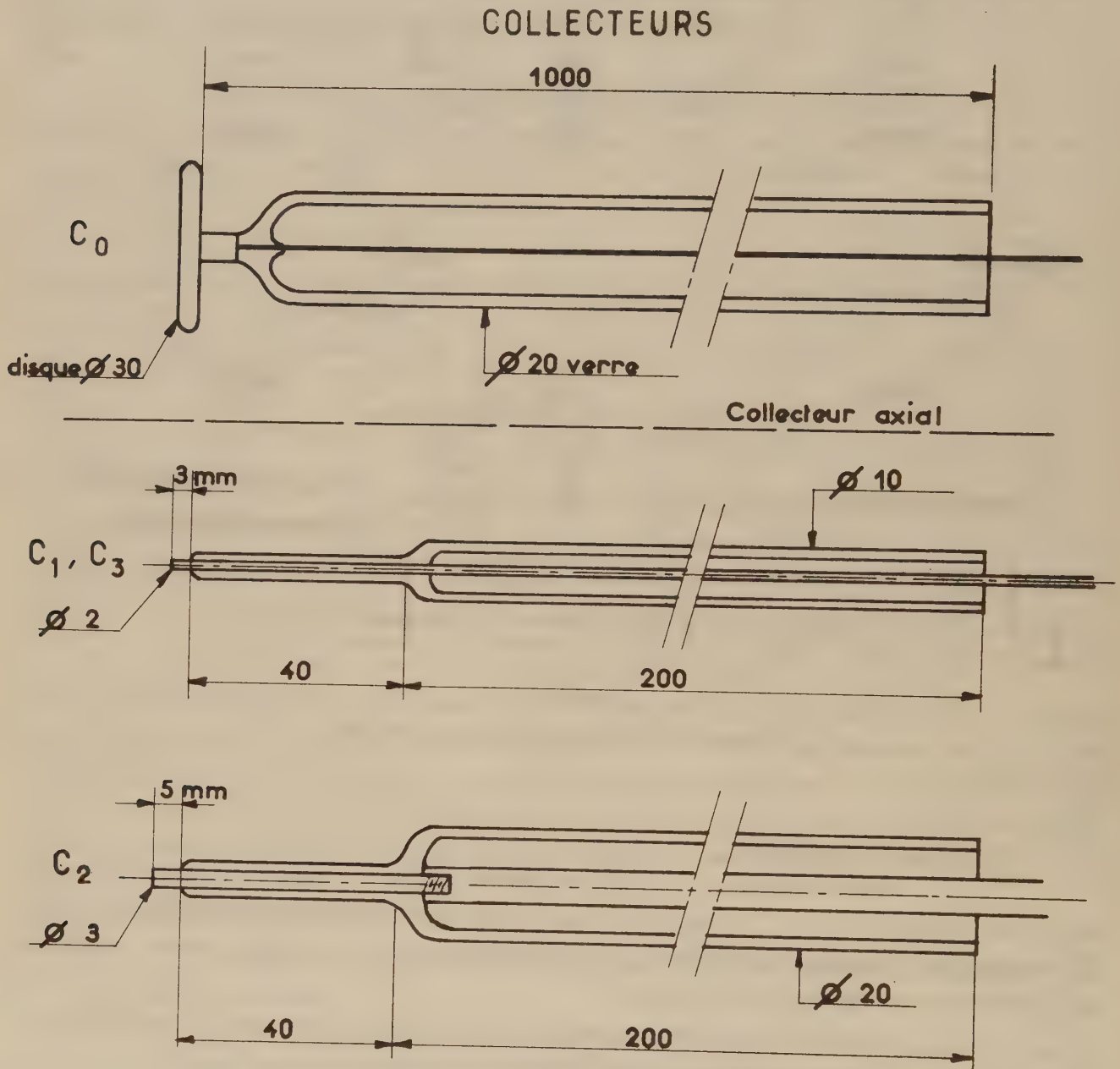


Figure VI. 9

Ces cas limites sont rarement rencontrés en pratique et les lectures sont faussées éventuellement par l'émission secondaire. L'obtention d'une distribution d'énergie à partir d'une caractéristique pose des problèmes parce qu'un collecteur de dimensions finies possède une résolution en énergie assez mauvaise du fait qu'il dévie les particules paraxiales même si son potentiel est beaucoup trop bas pour repousser des particules axiales de même énergie [52].



Figure VI.10
Photographie du collecteur multigrille

VI.6.2. Collecteur multigrille.

Nous avons mis au point un système collecteur muni de plusieurs grilles (figure VI.10), solution classique pour résoudre un certain nombre de problèmes. Un collecteur doit pouvoir filtrer six sortes de particules ou permettre de discerner entre elles :

- ions énergétiques)
- électrons énergétiques)
- ions lents)
- électrons lents)
- électrons secondaires)
- ions secondaires)

Les grilles sont polarisables à des potentiels indépendants. Des photographies ont été publiées [26]. Nous nous sommes inspirés du travail de KELLER [53], mais nous avons choisi une ouverture très grande (95 cm^2), construit l'instrument pour un fonctionnement à haute tension, et cherché à éliminer l'émission secondaire. Ces grilles doivent remplir les rôles suivants :

- Fermer le guide au point de vue électromagnétique et au point de vue électrostatique.
- Supprimer le plus possible d'électrons du faisceau car leur courant est à priori plus grand que le courant ionique et les électrons secondaires très nombreux qu'ils peuvent engendrer sur une électrode ne se distinguent pas d'un courant ionique.
- Eviter ou repousser les particules secondaires [54].
- Diminuer la divergence des faisceaux en imposant des équipotentielles perpendiculaires à l'axe.

Cela améliore en même temps la résolution en énergie.

Le système se compose d'une grille en nid d'abeille terminant le guide, suivie d'une grille (g_1) mince distante de 5 mm destinée principalement à renvoyer vers la première les électrons secondaires. Le collecteur C est muni également d'un nid d'abeille destiné à recueillir la plupart de sa propre émission secondaire, précédé d'une grille mince g_2 pouvant servir également à repousser vers le collecteur le reste des électrons secondaires qui en proviennent (voir chapitre VIII). Les grilles et les nids d'abeille ont tous la même section et sont alignés.

Le flux incident se compose d'ions ayant des trajectoires à peu près rectilignes qui traverseront facilement les grilles, et d'un flux électronique. Ce dernier comprend des électrons du plasma peu énergétiques qui suivront à peu près les lignes de champ magnétique et des électrons énergétiques qui ont un mouvement hélicoïdal. Le premier nid d'abeille, qui est le premier rencontré, a une épaisseur de 1 cm et la grille a une périodicité de 5 mm avec des barreaux de 0,5 mm. Sa transparence est donc de 81 %. En outre, il arrête toute particule ayant une trajectoire hélicoïdale dont le pas est inférieur à 1 cm et le rayon de giration supérieur à 0,225 cm. Le champ magnétique dans cette région est de 220 eV et pour des électrons. Une partie des électrons moins énergétiques sera aussi arrêtée, à titre d'exemple 75% des électrons de 55 eV. Or, dans les conditions expérimentales, les électrons ont une énergie transversale de plusieurs keV, dont environ la moitié est transformée en énergie longitudinale. Les électrons qui ont moins d'énergie ne peuvent quitter la zone de résonance à cause du champ de charge d'espace, et l'énergie longitudinale de ceux qui la quittent est diminuée par ce champ. Elle est donc inférieure à l'énergie transversale. Un tel nid d'abeille doit donc intercepter la majorité des électrons du faisceau accéléré. Les électrons lents qui restent seront aisément repoussés par la première grille.

VI.6.3. Analyseur d'énergie à secteurs.

Cet appareil nous a permis de mesurer l'énergie des ions en régime continu. Il est disposé dans l'axe du guide d'ondes à son extrémité aval. Il se compose des éléments suivants (fig. VI.11) [76] :

- Un iris d'entrée I_1 comportant une fente rectangulaire.
- Un iris de collimation I_2 de mêmes dimensions.
- Deux secteurs cylindriques S_1 et S_2 de rayon moyen R et de distance d .
- Un collecteur C .

Le montage électrique est indiqué sur la fig. VI.11, on balaie les potentiels des deux secteurs symétriquement par rapport à la masse et l'on observe à l'oscillographe le courant collecté. On a, pour la trajectoire moyenne d'une particule de nombre de charge Z :

$$\frac{mv^2}{R} = Z e V/d$$

Si T est l'énergie cinétique en électron-volts, on obtient :

$$T = \frac{1}{2} Z \frac{R}{d} V$$

La résolution en énergie théorique sans charge d'espace est :

$$\frac{\Delta T}{T} = \pm \frac{d}{R (\sqrt{2} - 1)}$$

Les dimensions de notre appareil étaient :

$$R = 5 \text{ cm}$$

$$d = 0,6 \text{ cm}$$

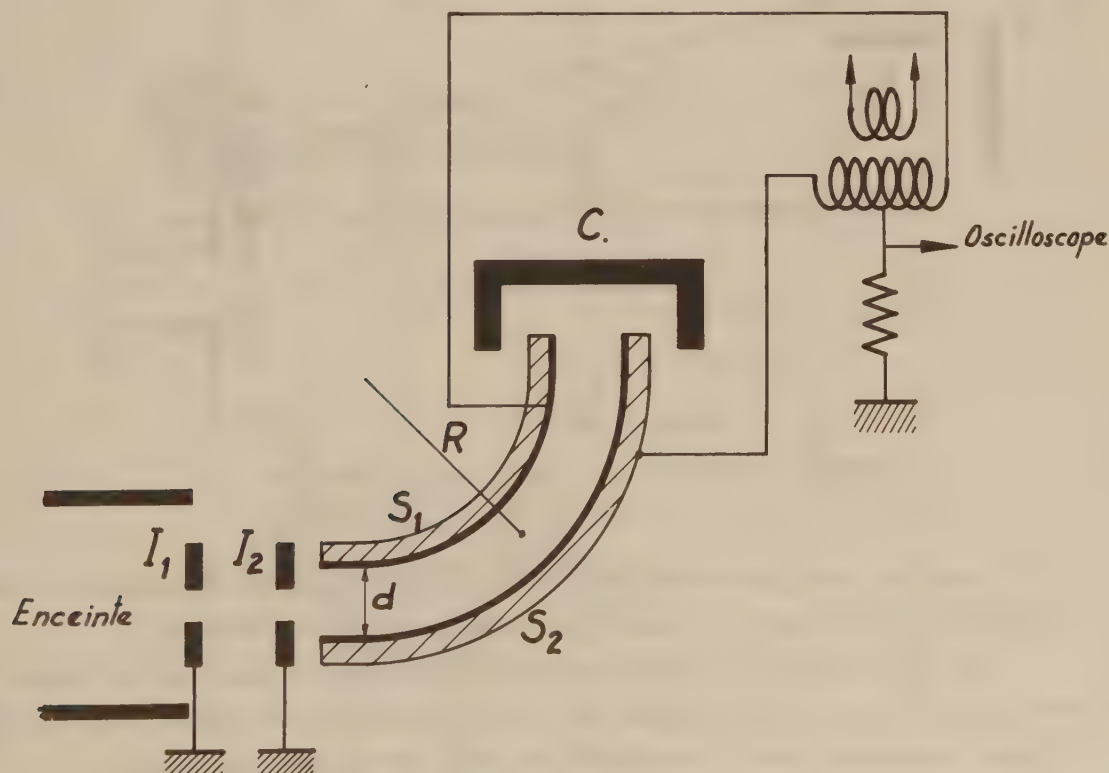


Figure VI.11
Schéma de l'analyseur à secteurs

d'où un rapport de 8,5 entre V et T pour $Z = 1$ et une résolution en énergie théorique de $\pm 14\%$. En fait, l'analyseur baigne dans le champ magnétique, qui est perpendiculaire à l'axe des secteurs et de l'ordre de 200 Gauss. On a essayé de blinder magnétiquement l'ensemble. On perd alors beaucoup de particules dans le trou d'entrée où le champ est très inhomogène. On y a donc renoncé. Le champ magnétique envoie alors sur les secteurs les électrons, dont le rayon de Larmor est assez petit. Pour des ions A^+ de 1 keV, le rayon de Larmor est de 1,44 m, et le champ magnétique, initialement parallèle à la trajectoire ionique, n'agit que dans la dernière partie de leur parcours en les déviant parallèlement aux secteurs. Le fait que l'on obtient sur le collecteur un signal ionique malgré ces effets montre que la projection de leurs trajectoires sur le plan perpendiculaire à l'axe des secteurs reste sensiblement circulaire. On peut donc mesurer les énergies avec une erreur au plus de l'ordre de la résolution théorique. On perd une fraction inconnue et élevée du flux ionique. La résolution en énergie ΔT est sensiblement améliorée du fait que les trajectoires ne sont plus circulaires : leur passage entre les secteurs est plus critique.

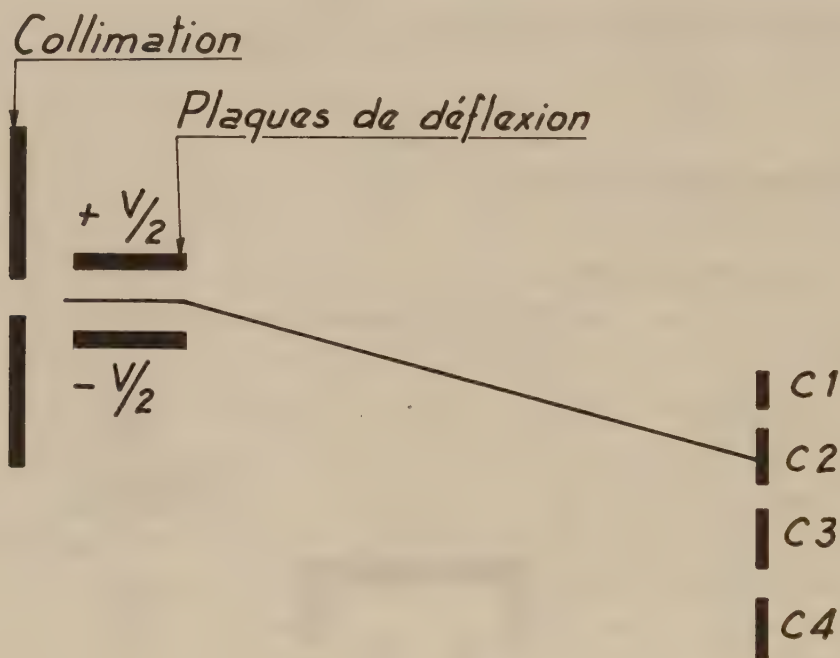


Figure VI.12

Schéma de l'analyseur à déflexion par plaques.

Dans les expériences initiales, les deux iris avaient les dimensions 2 cm x 1 mm. Il a fallu porter leur largeur à 4 mm pour obtenir un signal suffisant.

Cet appareil est inutilisable en régime d'impulsions parce que le courant collecté est faible et que l'on n'obtient de signal que lorsque la tension est réglée pour la bonne énergie. Le temps nécessaire pour la recherche de cette énergie est prohibitif.

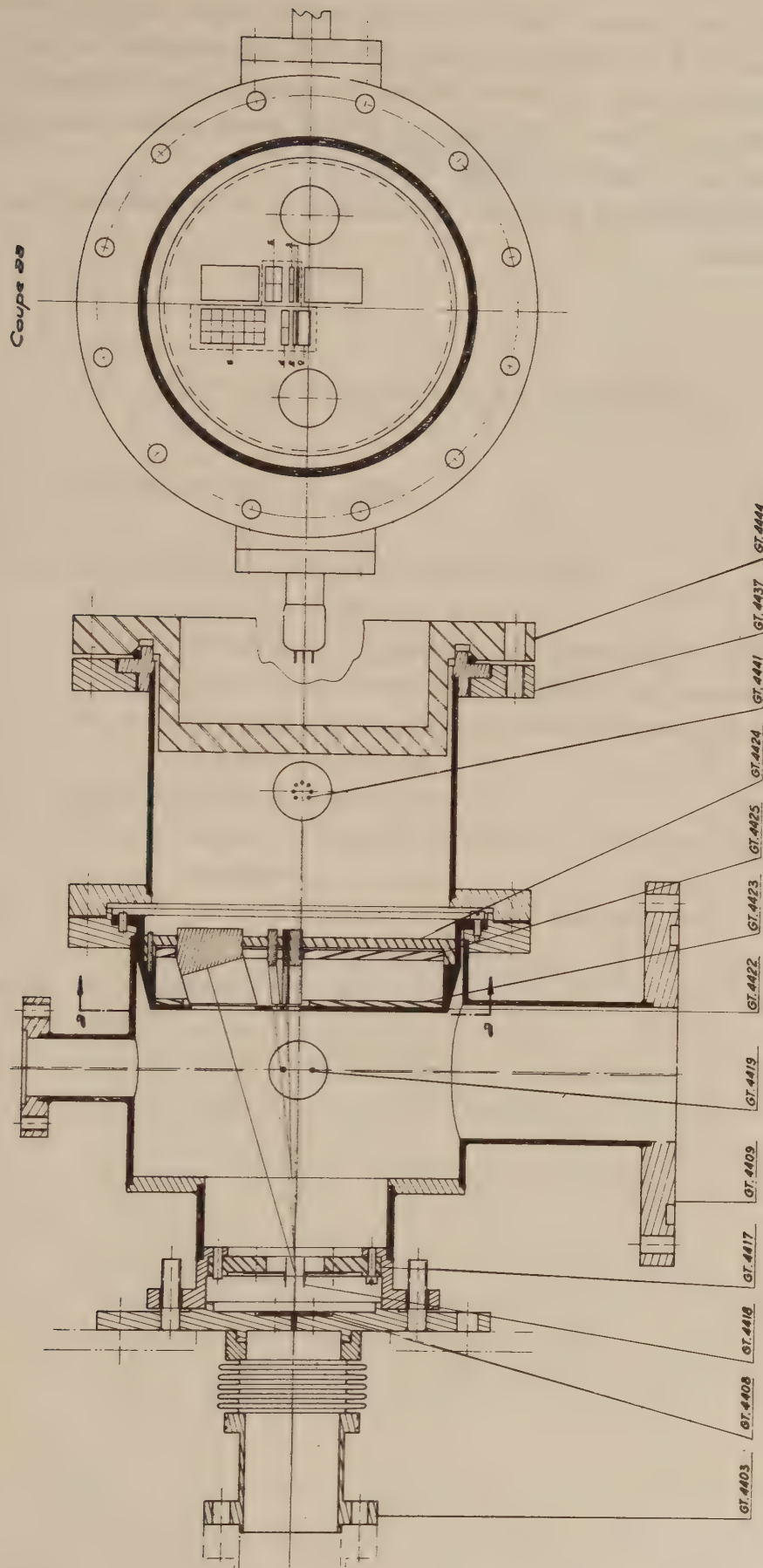


Figure VI. 13
Plan de l'analyseur à déflexion

VI.6.4. Analyseur d'énergie à plaques.

Celui-ci est destiné à envoyer les ions sur un certain nombre d'électrodes (6) dont chacune correspond à une énergie moyenne différente. La résolution en énergie de chacune est assez médiocre. Ainsi, on obtient toujours un signal, et les mesures en impulsions deviennent possibles. La figure VI.12 donne le schéma de cet appareil dont BRIAND [27] a décrit la théorie et la réalisation (figure VI.13).

Il a été nécessaire de pomper les analyseurs, qui reçoivent un flux de plasma par une faible ouverture.

CHAPITRE VII

EXPERIENCES A BAS NIVEAU DE PUISSANCE

VII.1. PREMIERES OBSERVATIONS.

VII.2. ETUDE DETAILLEE EN REGIME CONTINU.

VII.2.1. Influence du débit de gaz.

VII.2.2. Influence de la puissance hyperfréquence.

VII.2.3. Etude des faisceaux électronique et ionique axiaux.

VII.2.4. Evaluation de l'énergie électronique grâce à la polarisation d'un collecteur axial.

VII.2.5. Courants ioniques latéraux.

VII.2.6. Mesure de l'énergie des ions par l'analyseur électrostatique à secteurs.

VII.2.7. Limite supérieure de la densité électronique.

VII.3. CONCLUSIONS.

VII.3.1. Remarques générales.

VII.3.2. Comparaison des mesures de courant.

VII.3.3. Analyse des mesures d'énergie.

CHAPITRE VII

EXPERIENCES A BAS NIVEAU DE PUISSANCE

Ces expériences ont été effectuées en utilisant comme source de puissance haute fréquence le Carcinotron, sauf mention spéciale. Le montage hyperfréquence est donné par la figure VI.1.

VII.1. PREMIERES OBSERVATIONS.

On trouve qu'il existe deux régimes séparés par une limite de pression. En dessous de cette limite, on observe un faisceau central mince de quelques centimètres de diamètre, avec transmission de haute fréquence jusqu'à l'autre extrémité du guide. Il apparaît un potentiel de quelques centaines de volts au moins sur les électrodes isolées ou sondes. Au dessus de cette limite, on obtient un plasma en volume totalement réfléchissant pour l'onde hyperfréquence incidente et les électrodes isolées se polarisent au plus à quelques dizaines de volts. La limite de pression se situe vers 10^{-4} Torr dans l'Argon. C'est le régime à basse pression que l'on étudie ici.

On utilise d'abord comme injecteur un tube métallique axial mince relié électriquement au guide d'ondes. On observe le courant reçu par un collecteur placé en aval dans l'axe du guide à son extrémité. On voit un plasma lumineux sur l'axe au voisinage de l'injecteur, tant en régime continu qu'en impulsions (Figure VII.1). Le courant collecté est très faible et électronique. En régime continu, l'extrémité de l'injecteur rougit et fond. On peut évaluer d'après sa structure qu'il reçoit environ 50 Watt c'est à dire 10 % de la puissance injectée. Il est clair qu'il ne s'agit pas de pertes ohmiques et que cette énergie est apportée par le plasma. En régime d'impulsions, la puissance moyenne appliquée n'est que de 10 Watts.

On conclut qu'il se développe conformément aux théories un potentiel de charge d'espace par rapport à la masse métallique dans la région en résonance cyclotronique. L'injecteur voisin absorbe des particules accélérés et abaisse sans doute le potentiel de charge d'espace.

Si l'on isole l'injecteur, celui-ci ne fond plus et se polarise positivement. Le courant électronique recueilli par le collecteur aval augmente considérablement, que l'excitation soit continue ou en impulsions. (Ultérieurement, on a observé que l'injecteur d'alumine était lumineux. La lumière disparaît instantanément lorsque l'on coupe la haute fréquence. Il s'agit

donc d'excitation électronique et non thermique).

La polarisation positive de l'injecteur indique que celui-ci reçoit des ions positifs qui se neutralisent à sa surface, ou bien émet des électrons, par exemple par émission secondaire. En faisant varier le débit de gaz, on se convainc qu'il s'agit bien d'un phénomène de plasma et non purement électronique, tel que le "multipactor". Le courant de l'injecteur et sa polarisation sont dus à des ions collectés. Ceci prouve que le potentiel électrostatique du plasma est élevé et positif dans la région de la résonance cyclotronique, conformément à la théorie. Si l'injecteur est flottant, la mesure de son potentiel fournira donc un renseignement essentiel sur le mécanisme d'accélération. Nous avons donc fait construire l'injecteur (Ch. VI) isolé électriquement des parois du guide par le tube de céramique, mais relié à ces parois par une résistance que l'on augmente jusqu'à ce que la polarisation n'augmente plus. La valeur minimale de la résistance est de 100 k Ω . La polarisation de l'injecteur a été constamment mesurée dans les expériences ultérieures, avec un voltmètre dans les expériences en excitation continue et avec un oscilloscope dans les expériences en impulsion. On a mis en doute cette preuve de l'existence du potentiel de charge d'espace prévu par la théorie, estimant qu'il peut s'agir d'un phénomène de gaine causé par la présence de l'injecteur lui-même ou de toute autre sonde. Nous avons montré au chapitre II que la distribution des énergies est très éloignée d'une Maxwellienne, que les trajectoires sont simples et ordonnées. En outre, l'énergie haute fréquence est communiquée aux électrons, dont les collisions avec les ions sont rares. Les électrodes devraient prendre la polarité des particules les plus énergétiques. C'est le contraire qui se produit, ce qui prouve que les particules se déplacent dans des directions fortement préférentielles.



Figure VII.1

Photographie du faisceau de plasma en régime continu

VII.2. ETUDE DETAILLEE EN REGIME CONTINU.

Le gaz injecté est de l'Argon. Le faisceau semble tubulaire et présente un diamètre variant de 1 à 3 cm. Il s'étend de l'extrémité de l'injecteur vers l'aval. Le fonctionnement n'est pas très stable et, lorsque l'expérience a été arrêtée longtemps, on doit attendre que le régime se stabilise. La cavité est trop grosse pour être étuvée, et les gaz adsorbés aux parois lors de son ouverture sont progressivement éliminés en présence du plasma.

VII.2.1. Influence du débit de gaz.

Celui-ci est proportionnel à la pression (voir chapitre VI). On a mesuré la tension de l'injecteur et le pourcentage de la puissance qui est absorbé dans la cavité (Figure VII.2.). Les deux croissent en fonction de la pression. Autour de 10^{-5} Torr, il se produit un phénomène qui élève beaucoup la tension de l'injecteur et absorbe de la puissance haute fréquence. Aux pressions plus élevées, d'après la courbe de puissance, ce phénomène subsiste, mais n'augmente plus la tension de l'injecteur.

La puissance absorbée est au minimum 25 % de la puissance incidente, c'est à dire environ 25 Watt. Nous nous limitons aux pressions inférieures ou égales à 10^{-5} Torr.

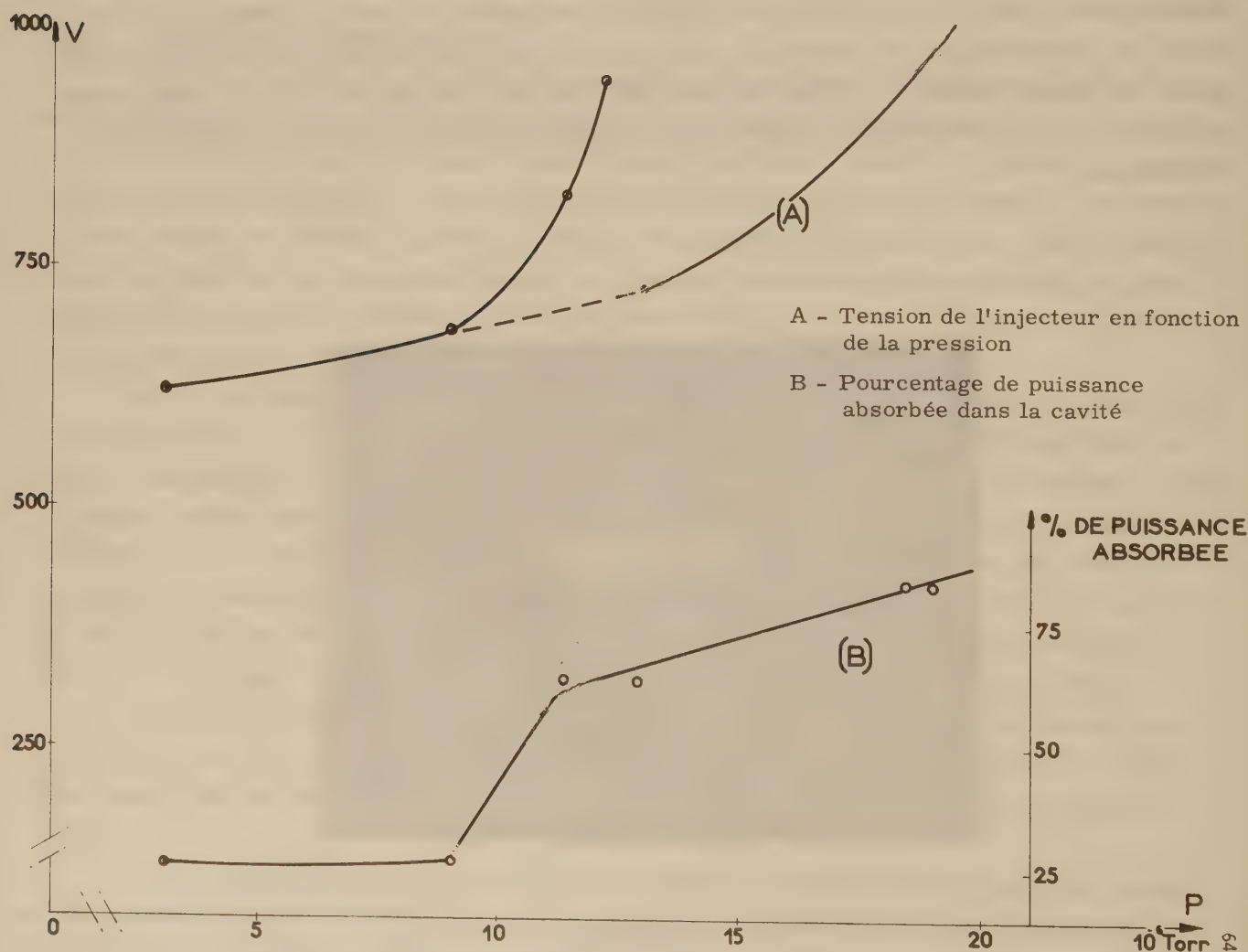


Figure VII.2

VII.2.2. Influence de la puissance hyperfréquence.

A basse pression (3.10^{-6} Torr) on obtient les résultats de la Figure VII.3. Ils sont différents suivant la position du point de résonance cyclotronique.

A/ Ce point est situé à l'intérieur du tube de céramique de l'injecteur. La tension (courbe A) tend vers une limite d'environ 500 eV. Le rayon intérieur est de 0,4 cm, le champ magnétique est de 440 Gauss. L'énergie maximum d'un électron est de 2,7 kV. Des électrons ayant un rayon de Larmor de 0,2 cm ont une énergie de 670 eV. Il semble que la limitation d'énergie est mécanique et provient du tube.

B/ Ce point est situé à l'extérieur du tube (courbe B). Les points de mesure sont transcrits sur la Figure VII.4 en coordonnées logarithmiques, ainsi que la droite d'équation :

$$V = 70 P^{1/3} \quad (1)$$

Volt Watt

L'exposant est le même que pour la limite relativiste, que nous avons établie pour des électrons dans un champ uniforme, mais le coefficient est 7,5 fois plus bas que dans la formule III.3 (10). Plusieurs phénomènes peuvent intervenir. Notamment, le rapport des champs magnétiques introduit un facteur 0,5 (équ.II (5)). Les pistons d'adaptation hyperfréquence peuvent avoir été déplacés sans que nous l'ayons noté dans ces expériences préliminaires. L'éta-
lonnage du champ n'est alors plus valable.

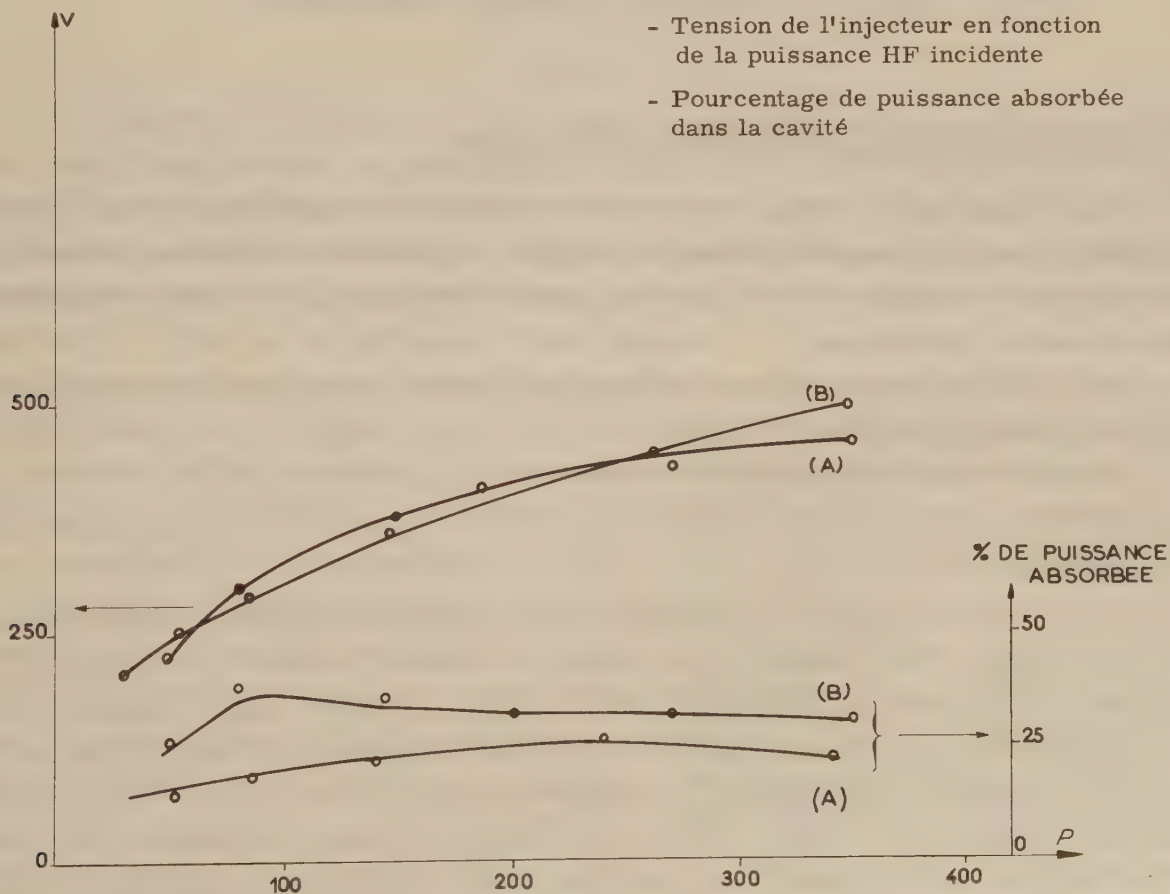


Figure VII.3

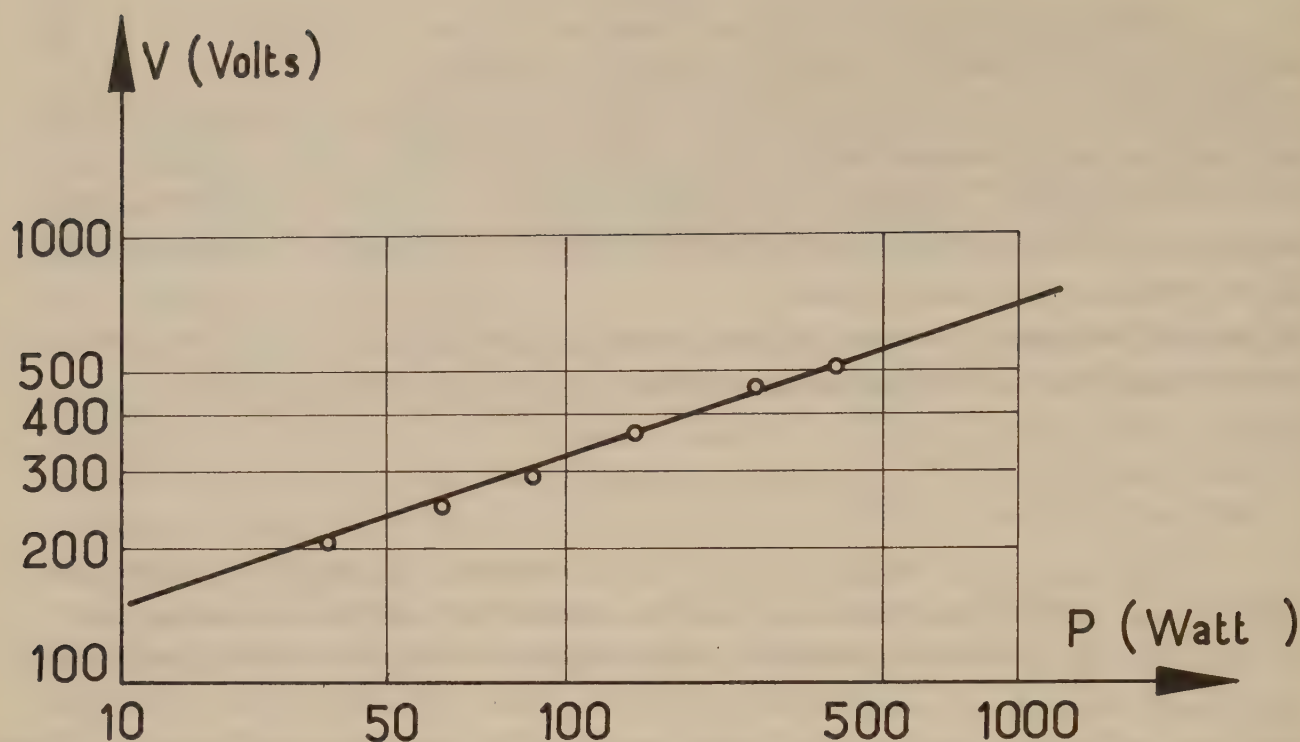


Figure VII.4

Tension de l'injecteur / Puissance hyperfréquence

VII.2.3. Etude des faisceaux électronique et ionique axiaux.

Nous l'avons faite au moyen des sondes ou collecteurs mobiles (Figure VI.9). L'un (C_0) est placé dans l'axe du guide en aval. Il peut être déplacé axialement et sa distance au bout de l'injecteur varie alors de 45 à 105 cm. Lorsqu'il est proche, il modifie complètement le comportement de la décharge.

Trois collecteurs terminés par une tige de molybdène peuvent être déplacées radialement et sont situées axialement :

C_1	à 1 cm	en aval de l'extrémité de l'injecteur
C_2	à 14 cm	" " " " "
C_3	à 27 cm	" " " " "

On a relié ces collecteurs à la masse par des résistances élevées et mesuré leur polarisation. La figure VII.5. donne la polarisation du collecteur central C_2 en fonction de la position radiale ; l'injecteur se polarisait à 500 V. Lorsque la pointe dépasse l'axe de la cavité, le support de verre intercepte une partie importante du faisceau et modifie également le régime de la décharge. Le collecteur C_2 est toujours polarisé positivement. Il est important de noter que, à son niveau, il reste un très faible gradient de champ magnétique, qui s'annule à 5 cm plus en aval. Le potentiel est plus élevé lorsque la résonance cyclotronique est à l'extérieur du tube injecteur.

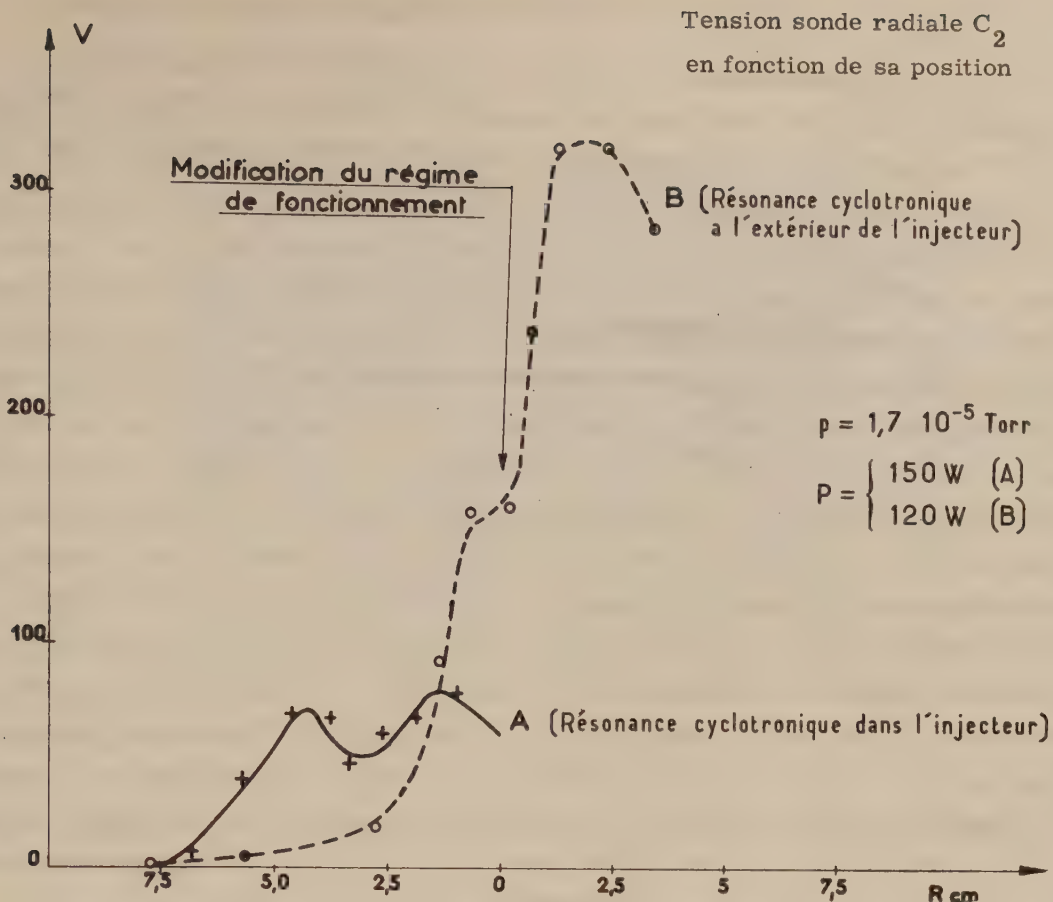


Figure VII. 5

Le collecteur C_3 est trop loin de l'injecteur pour perturber le régime de la décharge. Nous avons d'abord mesuré sa polarisation en fonction de sa position radiale (Figure VII 6A). Elle est toujours négative. Son extrême maximum est de -800 V et se situe à environ $0,5 \text{ cm}$ de l'axe. La polarisation est nulle au centre. Ceci semble confirmer la structure tubulaire du faisceau observée à l'oeil. Au delà de 2 cm . de l'axe, la polarisation est nulle et on peut conclure qu'il y a très peu de particules à cette distance.

Avec ce collecteur, on a obtenu des caractéristiques de courant collecté, dont des exemples sont donnés sur la Figure VII.7. Outre un déphasage dû aux amplificateurs, on remarque une oscillation et des instabilités. Le tracé est beaucoup trop grossier pour permettre l'identification de la forme de la caractéristique : caractéristique de sonde dans un plasma pratiquement maxwellien avec une température de l'ordre de 100 eV , ou caractéristique de collecteur qui défléchit beaucoup de particules à cause de son faible diamètre [52] ; dans le dernier cas l'énergie serait de quelques centaines d'électron-volt. Il est à noter que, si l'énergie des ions est théoriquement assez bien définie parce qu'elle est communiquée par le potentiel électrostatique, le spectre d'énergie électronique l'est moins bien car il résulte d'interactions haute fréquence complexes. De ces caractéristiques, nous n'avons retenu que les courants de saturation. Nous avons porté sur la figure VII.6B les courants électronique et ionique maxima recueillis en fonction de la distance radiale à l'axe. On observe à nouveau la structure tubulaire et un flux électronique environ 6 fois supérieur au flux ionique. Au delà d'un rayon de 2 cm . les flux sont très faibles, mais il peut rester un flux ionique plus élevé que le flux électronique. Le flux électronique autour du conducteur C_3 reste assez parallèle dans les conditions de

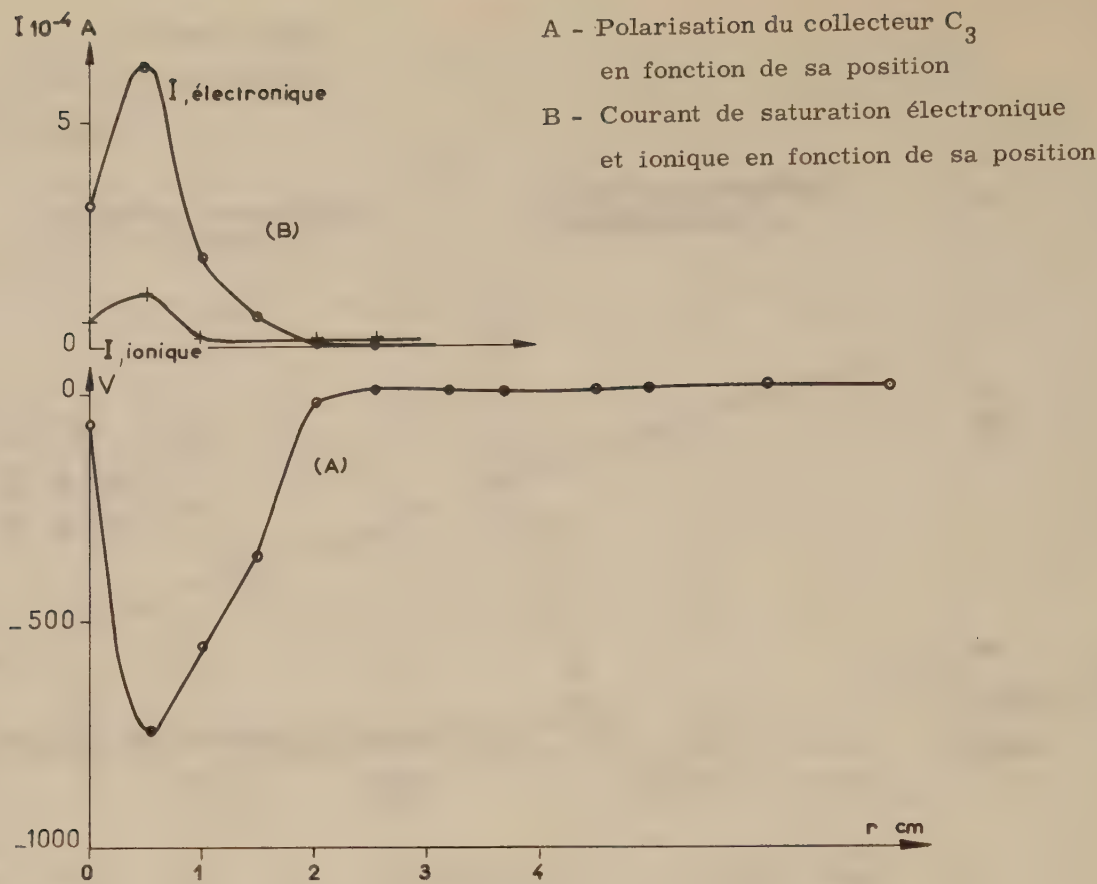


Figure VII.6

la mesure du courant électronique de cette électrode parce que sa polarisation est faible devant l'énergie des électrons. De sa section, on peut donc déduire la densité de courant, et intégrer en surface le profil de la figure VII.6 B. La densité de courant maximale est de 10 mA/cm² et le courant intégré estimé à 4 mA pour les électrons et environ 1 mA pour les ions.



Position radiale de la sonde	Sensibilité horizontale par division	Sensibilité Verticale par division
10 mm	294 V	100 μ A

Figure VII.7
Caractéristiques de sonde

VII.2.4. Evaluation de l'énergie électronique grâce à la polarisation d'un collecteur axial.

Nous avons disposé un collecteur sur l'axe de la cavité et nous l'avons déplacé progressivement de l'aval vers l'injecteur, en notant sa polarisation et celle de l'injecteur (Figure VII.8.). Tant que le collecteur est éloigné, la polarisation de l'injecteur varie lentement et le potentiel de collecteur, d'abord très bas (- 1800 V), augmente ensuite lorsque le collecteur se trouve à 50 cm du centre de la cavité, il modifie profondément la décharge et les polarisations s'annulent assez rapidement. Il est clair que le collecteur, relié à la masse par une résistance de 20 M Ω , est polarisé par l'impact d'électrons ayant une énergie supérieure à son potentiel, c'est à dire, pour une valeur donnée de la position (80 cm par exemple), supérieure à une valeur comprise entre 1,5 et 2 keV (dispersion des points expérimentaux). Le courant apporté par ces électrons est de 100 μ A environ. Or le collecteur axial a une surface beaucoup plus grande (7 cm²) que les autres collecteurs et le courant qu'il intercepte, lorsqu'il se polarise à cette valeur, est néanmoins très inférieur au courant électronique total.

Il doit donc repousser vers l'amont une partie importante du courant électronique qui se dirige vers lui. On voit sur la figure VII.8 que lorsqu'il arrive à la position $z = 40$ cm, c'est à dire lorsqu'il se rapproche jusqu'à 53 cm de l'injecteur, les électrons réfléchis viennent neutraliser le potentiel positif qui règne à son voisinage. Il ne s'agit assurément pas d'une influence électrostatique de collecteur à collecteur, ni d'un phénomène de gaine, qui aurait pour effet de découpler ces deux collecteurs. On voit donc que les effets sont régis par les particules énergétiques.

On peut conclure que l'énergie axiale des électrons les plus énergétiques se situe entre 1,5 et 2 keV.

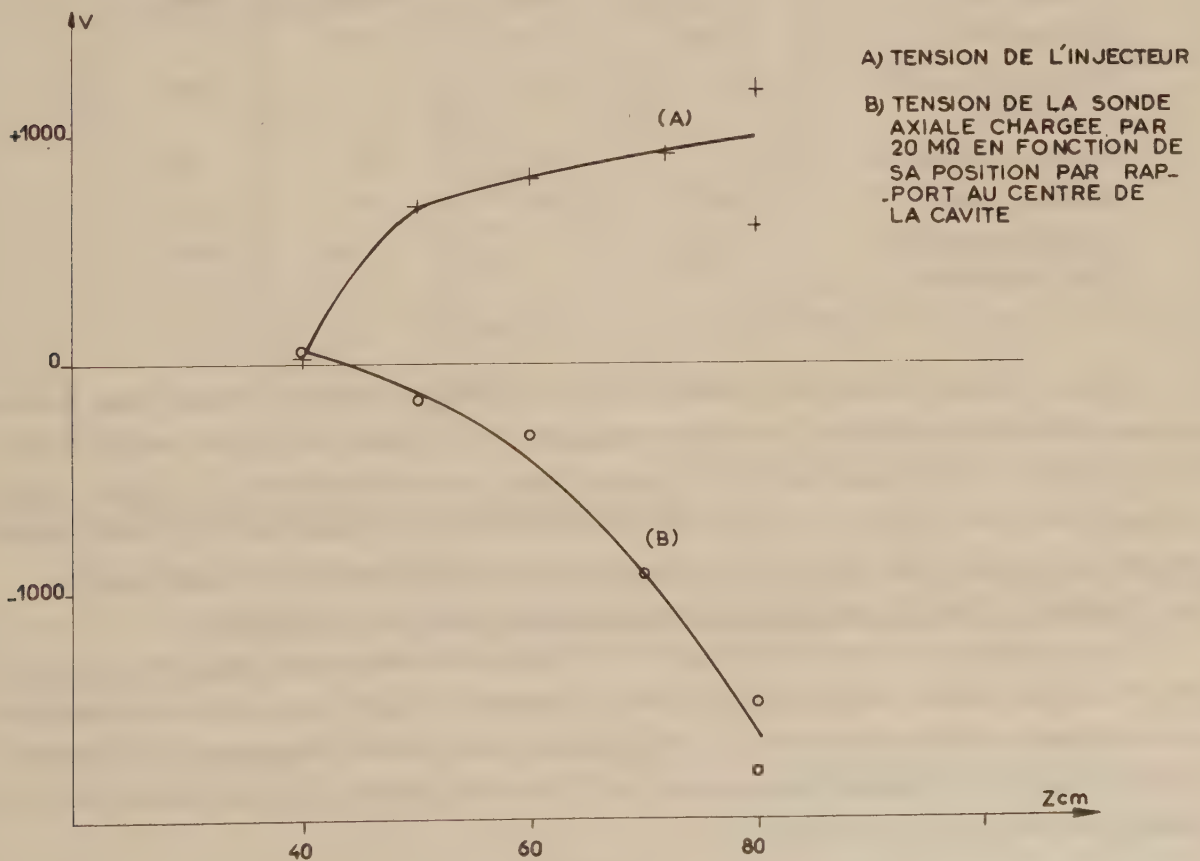


Figure VII.8

VII. 2. 5. Courants ioniques latéraux.

On a vu (VII. 2. 3.) que la densité de courant ionique sur l'axe est environ 6 fois plus petite que celle du courant électronique. Les flux intégrés doivent être égaux. En outre, la théorie montre que si le flux électronique suit les lignes de champ magnétique, le flux ionique doit au contraire diverger malgré ce champ.

Les trois collecteurs ont été placés au niveau de la paroi dans trois hublots latéraux et reliés électriquement à elle par des résistances de 20 M Ω . La puissance incidente était de 200 W, la polarisation de l'injecteur de 1200 V, la pression de 10^{-5} Torr. Les polarisations des collecteurs sont toujours positives, ce qui indique qu'ils reçoivent effectivement un courant ionique. En modifiant les valeurs des résistances, on constate que la polarisation est proportionnelle à la résistance du moins jusqu'à 10 V, ce qui indique un courant indépendant de la polarisation : ces ions ne proviennent pas d'un plasma froid, qui pourrait aisément se former au voisinage de la paroi aux niveaux de puissance en jeu.

Dans le tableau suivant, on donne les résultats de mesure sur les différents collecteurs, ainsi que les positions axiales des collecteurs en s'éloignant de l'injecteur, de l'angle à l'axe de ces collecteurs vus de l'injecteur et des densités de courant par stéradian. Dans la dernière colonne, on rappelle la valeur du courant axial obtenue dans la section VII. 2. 3.

	C ₁	C ₂	C ₃	
Courant collecté (μ A)	0,3	0,4	0,07	1000
Section (cm ²)	0,03	0,07	0,03	
Densité de courant (μ A/cm ²)	10	5	1	$\approx$ 140
Position axiale (cm)	1	14	27	50
Angle à l'axe	90°	30°	17°	0°
Densité de courant (mA/stéradian)	0,64	1,3	0,8	$\approx$ 350

Outre le courant ionique axial dense transportant 1 mA, il existe un courant dont la densité est assez faible et dépend peu de la direction angulaire. La méthode de mesure permet d'affirmer que sa densité est de l'ordre de 1 mA/stéradian dans toutes les directions, mais pas d'obtenir un diagramme polaire précis. Ce flux radial transporte donc un courant de 5 à 10 mA (suivant que l'on estime l'angle solide total à 2π ou à 4π), plus important que celui du faisceau axial.

VII. 2. 6. Mesure de l'énergie des ions par l'analyseur électrostatique à secteurs.

Cet analyseur a été décrit au chapitre VI. Il permet de détecter de façon très sûre un faisceau d'ions bien défini. La figure VII. 9 donne un exemple du signal (courant ionique, vertical) obtenu en balayant la tension entre secteurs (horizontal). De la valeur instantanée de la tension entre secteurs, on déduit l'énergie cinétique des ions. L'effet d'hystérésis dû aux circuits de mesure ne diminue pas beaucoup la précision.

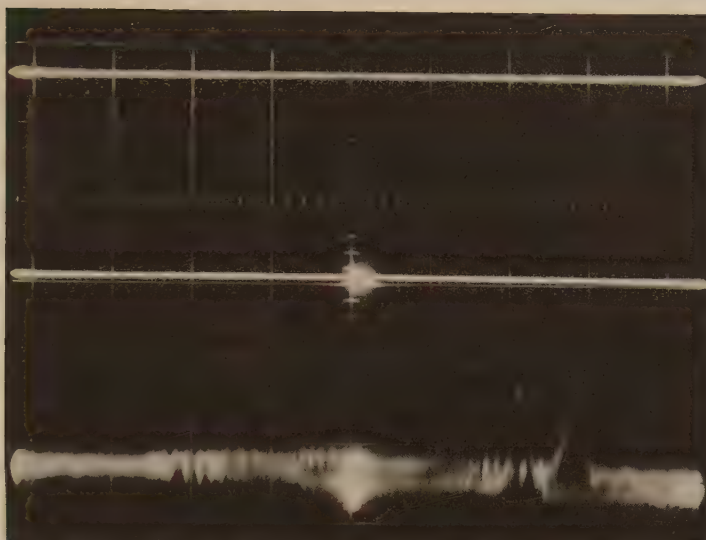


Figure VII. 9

Signal obtenu de l'analyseur à secteurs balayé en tension

On a ainsi obtenu quelques points de mesure :

$V_{inj.}$ (V)	E_{ions} (eV)
600	430
1160	650
1440	950

VII. 2. 7. Limite supérieure de la densité électronique.

On a essayé de mesurer la densité électronique dans la zone de la résonance cyclotronique avec un interféromètre 8 mm et on n'a obtenu aucun résultat. Ceci indique qu'elle est inférieure à quelques unités $\times 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

VII.3. CONCLUSIONS

VII.3.1. Remarques générales.

Le comportement de la décharge est voisin de celui qui a été décrit par les autres expérimentateurs, notamment GELLER et al. [48], [55] à [62], [19].

Toutefois, dans les expériences de GELLER, la région d'ionisation et d'accélération était entourée d'un cylindre d'alumine qui pouvait se charger électriquement et modifier le potentiel électrostatique, qui interdisait de toute manière un flux permanent radial d'ions. En outre, les moyens de diagnostic étaient très différents. Le système d'injection, utilisant aussi un jet de gaz, ne permettait pas de mesurer le potentiel au voisinage de la région d'ionisation.

Les conclusions qualitatives que nous pouvons tirer sont les suivantes :

- 1°) Le faisceau électronique est assez bien centré et semble tubulaire. GELLER également a observé une polarisation maximale dans une région annulaire entourant l'axe.
- 2°) Le flux ionique comporte un faisceau axial et un flux divergent comme le prévoit notre théorie (Ch. V).
- 3°) Sur l'axe, le potentiel électrostatique est positif au voisinage du point de résonance cyclotronique et décroît vers l'aval. Il devient négatif dans la région où le champ magnétique est homogène. Le champ électrique accélérateur s'étend donc sur la région où le champ magnétique varie, conformément à toutes les théories de l'accélération par la charge d'espace. Le fait qu'il devient ensuite négatif prouve que les ions divergent avant les électrons.
- 4°) Il existe au moins deux régimes de fonctionnement suivant la valeur de la pression. Le régime à haute pression est caractérisé par des potentiels plus bas et des courants plus forts. Nous n'avons pas analysé en détail les différences entre ces régimes, qui sont sans doute analogues à ceux observés par GELLER.
- 5°) On constate une absorption de puissance pouvant s'élever à 40 % de la puissance incidente.

VII.3.2. Comparaison des mesures de courant.

Les valeurs que nous allons comparer correspondent souvent à des pressions pouvant différer dans un rapport 2. Leur détermination elle-même est imprécise, notamment en ce qui concerne les valeurs intégrées puisque le flux n'a pas pu être mesuré dans toutes les directions. Il convient donc de ne s'attacher qu'aux ordres de grandeur, qui sont les suivants :

Puissance absorbée	: 60 W
Courant équivalent pour une énergie cinétique de 1 keV	: 60 mA
Flux d'atomes d'Argon injecté	: $2,5 \cdot 10^{17} \text{ sec}^{-1}$
Courant maximum correspondant (A^+)	: 40 mA
Courant électronique axial (intégré)	: 4 mA
Courant ionique (intégré)	: 5 à 10 mA
Energie ionique	: 1 keV

En fait, le courant électronique axial représentant la plus grosse partie du total, devrait être voisin du courant ionique total. Le facteur 2,5 provient de diverses erreurs. Le sens de ces résultats est le suivant : $\frac{1}{10}$ à $\frac{1}{4}$ du flux de gaz neutre est ionisé et produit des particules ayant

une énergie de l'ordre de 1 keV. La puissance qui sert à accélérer ces particules est de 8 à 20 Watt et représente 13 à 33 % de la puissance absorbée dans la cavité.

Le fonctionnement possède donc un rendement d'ionisation et un rendement énergétique appréciables.

VII.3.3. Mesures d'énergie.

1°) Dans le régime à basse pression, la tension de l'injecteur varie très exactement comme l'exposant $1/3$ de la puissance appliquée, comme dans notre théorie relativiste de l'accélération des électrons (Ch. III).

2°) L'énergie cinétique des ions mesurée à l'analyseur est de 0,55 à 0,75 fois la tension de polarisation de l'injecteur. (Voir paragraphe VIII.4).

3°) Les énergies électroniques mesurées par le collecteur axial ou par le potentiel de l'injecteur sont voisines de 1,7 keV pour une puissance incidente de 200 Watt. La théorie relativiste (eq. III.3 (10)) donne dans ce cas une énergie électronique transversale initiale de 3,1 keV, dont la moitié est transférée en énergie longitudinale. L'accord est bon en valeur absolue.

En résumé, les résultats expérimentaux sont conformes aux prévisions qualitatives de la théorie et aux ordres de grandeur des prévisions quantitatives.

D'autre part, la conversion d'énergie hyperfréquence en énergie cinétique des ions est assez efficace.

CHAPITRE VIII

EXPERIENCES EN IMPULSIONS DE GRANDE PUISSANCE

VIII.1. ETUDES PRELIMINAIRES.

VIII.2. ASPECT GENERAL DES PHENOMENES.

VIII.3. ENERGIE DES IONS.

VIII.4. POTENTIEL DE L'INJECTEUR.

VIII.5. MESURE DU FLUX IONIQUE.

VIII.5.1. Flux ionique axial. Conditions de la mesure.

VIII.5.2. Flux ionique axial. Analyse des caractéristiques.

VIII.5.3. Flux ionique latéral.

VIII.6. RECAPITULATION DES RESULTATS ET CONCLUSIONS.

CHAPITRE VIII

EXPERIENCES EN IMPULSIONS DE GRANDE PUISSANCE

Au cours de toute l'étude, le système a fonctionné en impulsions de 100 μ s répétées toutes les secondes. La puissance de crête a varié de quelques kilowatts à 500 kW, mais les résultats les plus significatifs ont été obtenus entre 20 et 300 kW. On s'est attaché à accélérer un flux d'ions énergétiques aussi important que possible.

VIII.1. ETUDE PRELIMINAIRE

Nous avons commencé [26] par chercher les réglages approximatifs correspondant au fonctionnement souhaité en utilisant des moyens de diagnostic simples : la mesure de la tension de l'injecteur, un collecteur circulaire de 113 cm² placé dans l'axe, puis un écran fluorescent qui donne l'image du flux électronique énergétique.

On trouve les courants les plus forts, et une polarisation de l'injecteur variant de 1 à 15 kV pour une puissance hyperfréquence de quelques kilowatts à 200 ou 300 kW, et une pression d'Argon de $0,5 \cdot 10^{-5}$ à $5 \cdot 10^{-5}$ Torr. Les courants mesurés sur le collecteur n'ont qu'une valeur indicative à cause des nombreux phénomènes perturbateurs mentionnés au chapitre VI. C'est pourquoi il est inutile de relever une caractéristique point par point. Le courant supposé électronique (tension collecteur positive) est de l'ordre de 1 A, le courant supposé ionique de l'ordre de 50 mA. La tache de l'impact électronique a un diamètre de 6 cm.

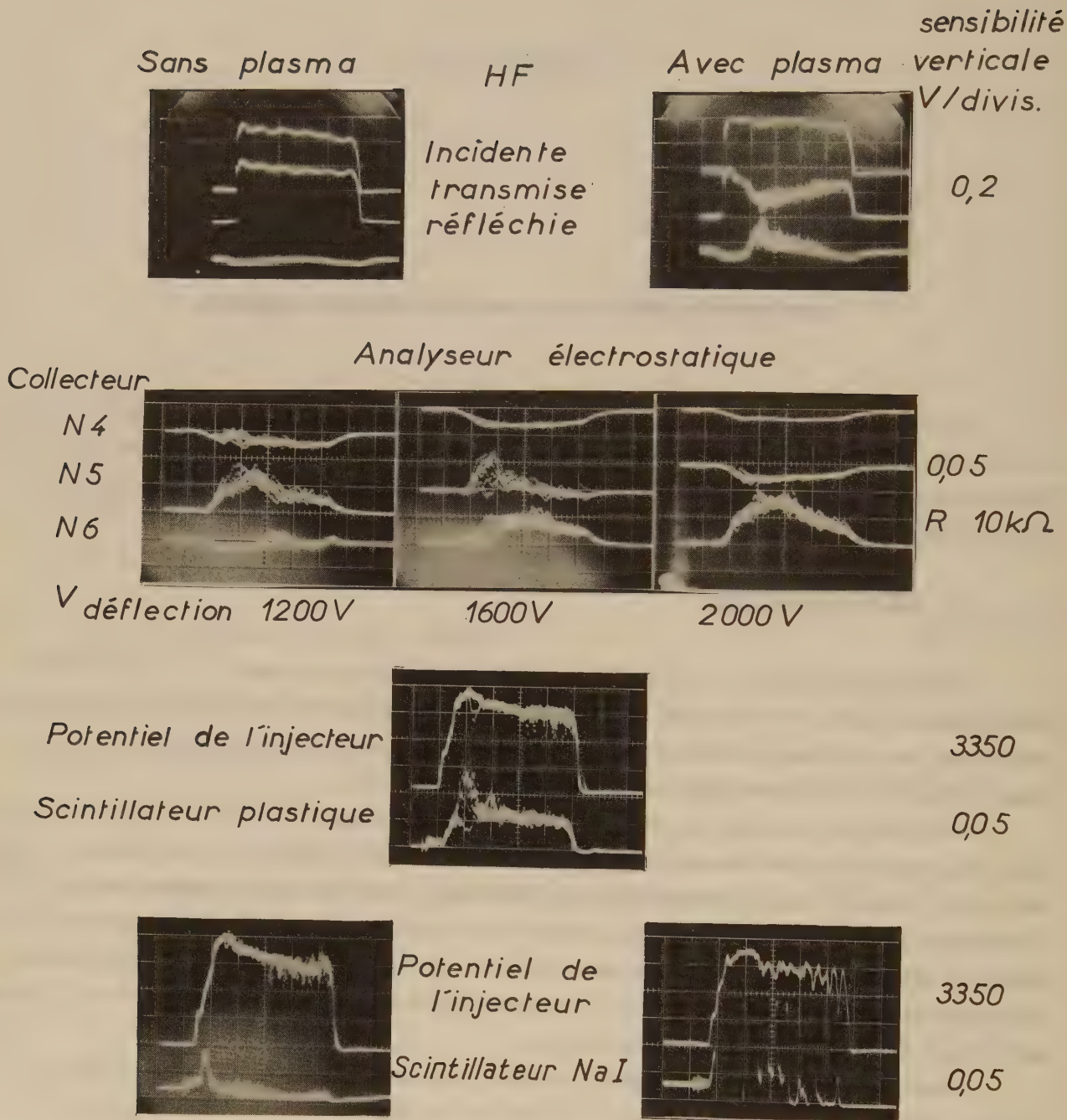
Ainsi, tout le courant électronique atteint le collecteur dont le diamètre est de 12 cm. Le courant ionique, qui a la même valeur, est dispersé, sa valeur sur l'axe étant de l'ordre de $600 \mu\text{A}/\text{cm}^2$.

En ordres de grandeurs grossiers, l'énergie dans le faisceau ionique est de l'ordre de 10 kW, et le rendement énergétique de 10 %.

VIII.2. ASPECT GENERAL DES PHENOMENES.

La figure VIII.1. donne un ensemble de signaux observés en fonction du temps pendant une impulsion. L'analyseur à déflexion est situé sur l'axe en aval. Sauf mention spéciale, les clichés superposent 10 impulsions. Chacun des deux oscillogrammes du haut montre, de haut en bas, les puissances hyperfréquences incidente, transmise au delà du plasma, et réfléchi e. Celui de gauche

Exemple des signaux observés



Vitesse de balayage 20 μs/division

Fig. VIII 1

Figure VIII.1

correspond à une pression très basse ou aucun plasma ne se forme, celui de droite à des conditions typiques. On voit que le plasma réfléchit une partie de la puissance. En faisant la somme des puissances transmises et réfléchies, on trouvera la puissance absorbée par le plasma, qui n'est qu'une fraction de la puissance incidente, peut être 1/10 dans les conditions auxquelles correspond l'oscillogramme. Un plasma réfléchissant et instable apparaît environ 20 μ sec. après le début de l'impulsion, mais l'examen de la puissance transmise montre qu'une absorption apparaît progressivement pendant les 20 premières microsecondes.

Les trois oscillogrammes suivants, surmontés du titre "Analyseur électrostatique", montrent les courants reçus par trois des collecteurs de cet analyseur pour des tensions de déflexion différentes (1200, 1600 et 2000 V). Vers la fin de l'impulsion, on note une décroissance d'allure exponentielle qui commence à la fin de l'impulsion hyperfréquence. Les courants apparaissent environ 85 μ sec avant la fin de l'impulsion hyperfréquence, c'est à dire 15 μ sec après son début, et simultanément avec le plasma que nous avons appelé réfléchissant et instable. C'est donc en présence de celui-ci que les ions sont accélérés. Le phénomène qui absorbe de la puissance dans les 15 premières microsecondes n'accélère pas d'ions vers l'analyseur. De l'étude de ces courants de collecteurs, on pourra déduire l'énergie moyenne des ions, l'étalement de leur spectre et une valeur de la densité de courant des ions, valeur relative tant que l'analyseur n'a pas été étalonné en courant.

Plus bas encore sur la figure VIII. 1, on voit le potentiel de l'injecteur et le signal obtenu avec un scintillateur à écran de plastique, sensible aux énergies électroniques inférieures à 10 keV environ. Plus bas encore, le potentiel de l'injecteur et le signal provenant d'un scintillateur à iode de sodium sensible aux énergies supérieures à 10 keV. On a superposé à gauche une dizaine d'impulsions. A droite, on a pris une seule impulsion dans les mêmes conditions avec une sensibilité 10 fois plus élevée pour le signal du scintillateur.

On voit que le potentiel de l'injecteur garde une valeur élevée (environ 10 kV) avec des instabilités pendant la durée du plasma instable. De même pour le signal du scintillateur plastique. Au début de l'impulsion, et simultanément avec la première absorption de puissance, apparaît une polarisation d'environ 4 kV et une impulsion de rayons X de haute énergie. Plus tard, dans le cours de l'impulsion, apparaissent encore des pics d'émission de rayons X d'énergie élevée.

La figure VIII. 2. montre comment l'on peut exploiter les oscillogrammes en portant les courants des collecteurs en fonction de la tension de déflexion de l'analyseur à différents temps de l'impulsion. On en tire la variation, en fonction du temps, de trois grandeurs :

- L'énergie des ions, qui présente un palier au milieu de l'impulsion.
- La largeur de leur spectre d'énergie, variant de $\pm$ 50 % environ, c'est à dire sensiblement plus large que la valeur théorique calculée au chapitre V, qui est de 30 %.
- La densité de flux ionique, à peu près constante de 40 à 90 μ sec. La valeur est donnée en supposant l'ouverture réelle de l'analyseur égale à son ouverture géométrique. L'ordre de grandeur est de 10^{14} ions/cm²/sec, correspondant à une densité de courant de 16 μ A/cm².

VIII.3. ENERGIE DES IONS.

A partir d'un certain nombre de diagrammes analogues à ceux de la figure VIII. 2, on peut tracer une courbe de l'énergie des ions (valeur prise pendant le palier au milieu de l'impulsion) en fonction de la puissance incidente hyperfréquence. Les résultats, avec les marges d'erreur, sont

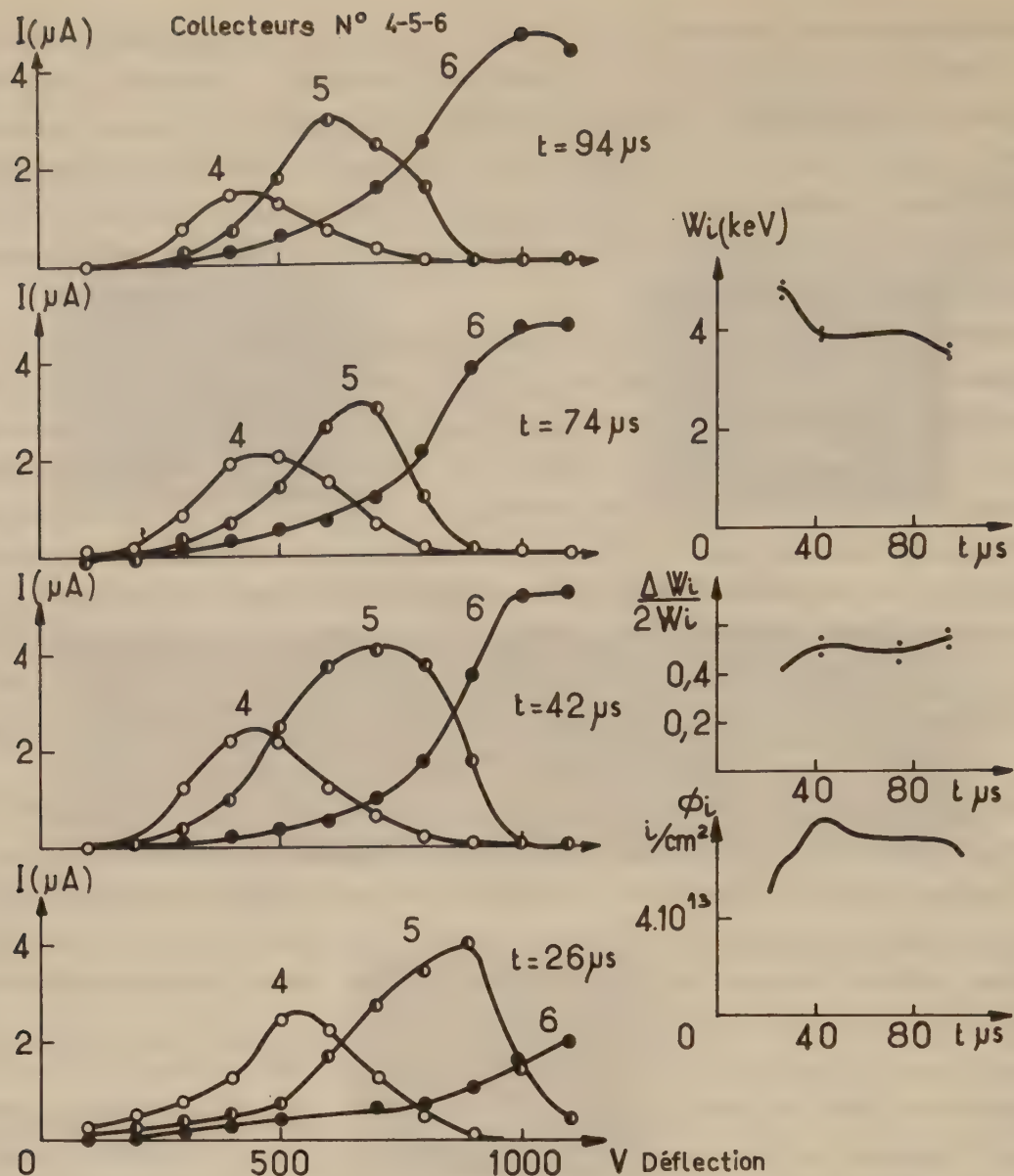


Figure VIII.2
Mesures à l'analyseur électrostatique
(Puissance incidente 50 kW)

donnés par la figure VIII.3 On a porté en coordonnées bilogarithmiques l'énergie cinétique des ions en fonction du paramètre g , c'est à dire du champ électrique de l'onde incidente en valeur normalisée. La pente de la droite en trait interrompu correspond à l'exposant $2/3$ donné par la théorie relativiste.

VIII.4. POTENTIEL DE L'INJECTEUR.

Ayant déterminé l'énergie moyenne des ions, on peut la comparer au potentiel de l'injecteur. On trouve que les variations de ces deux grandeurs sont très voisines, le potentiel de l'injecteur étant toujours plus élevé. Ceci s'explique parce que le spectre d'énergie ionique est étalé et, comme l'injecteur est isolé de la masse par une très grande résistance, il suffit d'un faible courant ionique très énergétique pour le polariser.

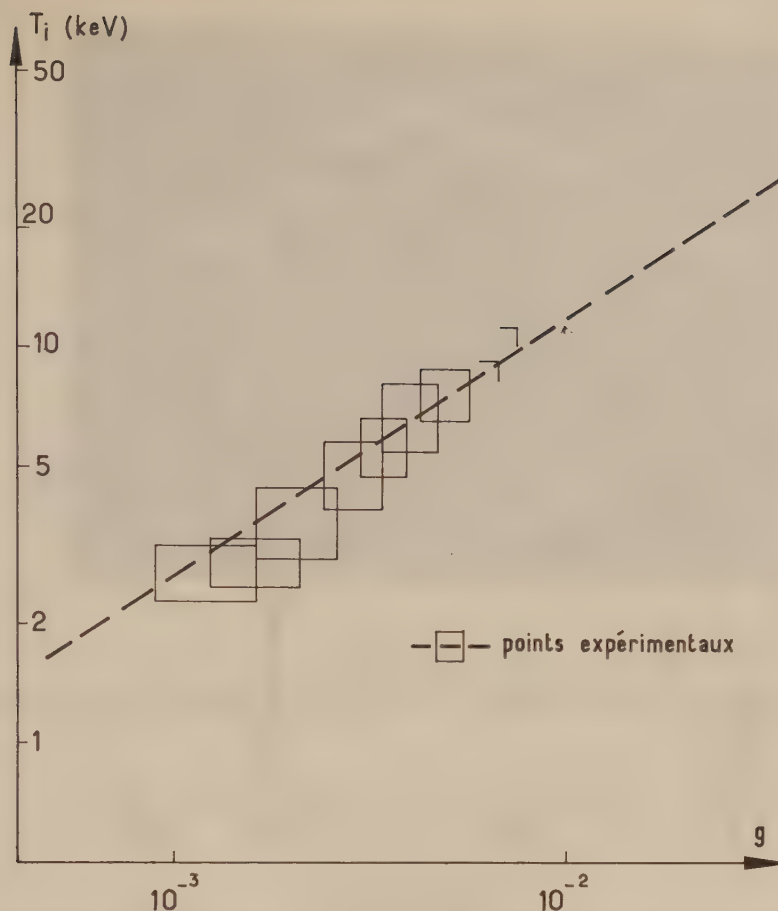


Figure VIII.3
Energie des ions en fonction du champ électrique HF

La figure VIII.4. correspond à des conditions expérimentales où l'énergie ionique aussi bien que le potentiel de l'injecteur variaient beaucoup : elle montre la similitude des deux courbes. D'autre part, BRIAND a observé [27] que, si l'on désigne par V_0 la tension prise par l'injecteur pendant les premières microsecondes de l'impulsion hyperfréquence, c'est à dire pendant l'émission intense de rayons X énergétiques et par V_i la tension de l'injecteur, la courbe $V_i - V_0$ se superpose assez exactement avec celle de l'énergie des ions comme le montre la figure VIII.4. Nous n'avons pas trouvé d'explications à ce phénomène, qui n'a pas été vérifié avec le même soin dans toutes les circonstances et qui peut être fortuit.

VIII.5. MESURE DU FLUX IONIQUE

Cette étude concerne la phase de quelques dizaines de microsecondes au milieu de l'impulsion où le courant, la tension de l'injecteur et l'énergie des ions sont élevés.

Les mesures de courant ionique données aux paragraphes VIII.1 et VIII.2. montrent que celui-ci est beaucoup moins dense que le courant électronique sur l'axe. Ces mesures étant très imprécises, il convient de les reprendre avec un organe de diagnostic plus perfectionné : le collecteur multigrille décrit au chapitre VI, complété par l'analyseur d'énergie à plaques, étalonné en valeur absolue par comparaison avec le collecteur.

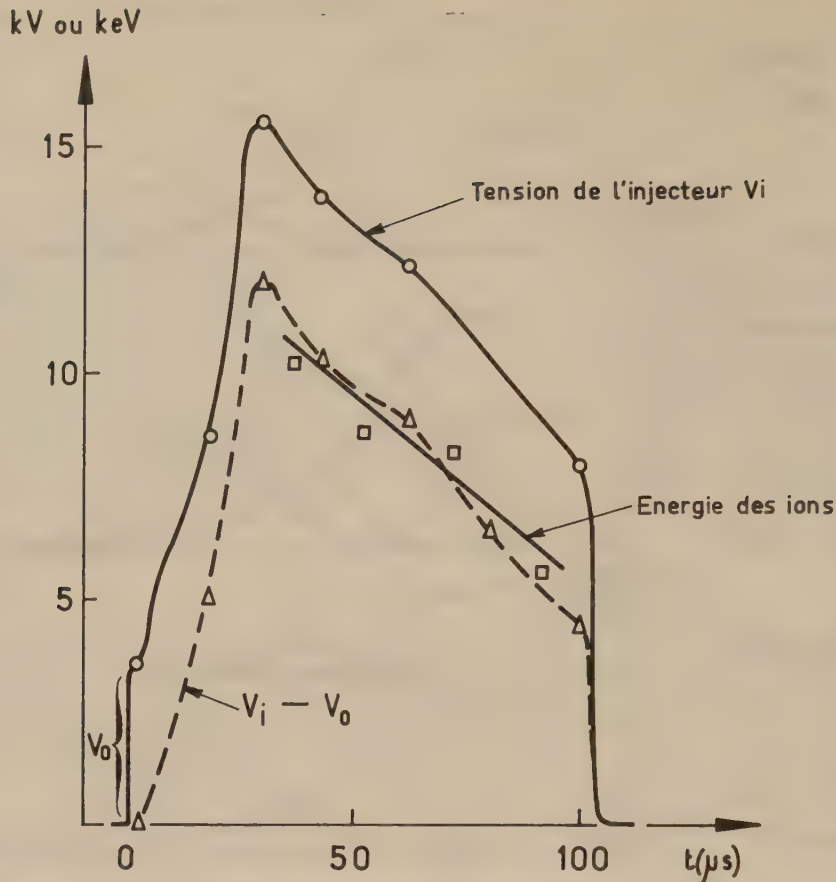


Figure VIII.4
Comparaison de la tension de l'injecteur et de l'énergie des ions

VIII. 5.1. Flux ionique axial. Conditions de mesure.

Les mesures ont été effectuées dans les conditions suivantes :

gaz :	Argon
pression à la jauge d'ionisation	$3,5 \cdot 10^{-5}$ Torr
débit moyen de gaz :	$7 \cdot 10^{17}$ at/sec
courant équivalent en A^+ :	110 mA
puissance incidente :	55 kW
puissance transmise :	20 kW
puissance réfléchie :	10 kW
puissance consommée dans la cavité :	25 kW
tension de l'injecteur :	9 kV
énergie des ions :	6 kV [27]

On a photographié l'écran de l'oscilloscope montrant les impulsions de tension (d'une fraction de volt à quelques dizaines de volts) aux bornes de résistances de 1000Ω et provoquées par le passage du courant des grilles ou du collecteur. Ces électrodes sont par ailleurs polarisées à des tensions continues réglables. On superpose plusieurs impulsions de façon à s'assurer que le phénomène est assez reproductible. La phase de flux ionique dure quelques dizaines de microsecondes. Comme les courants varient sensiblement au cours de cette période, on a constamment

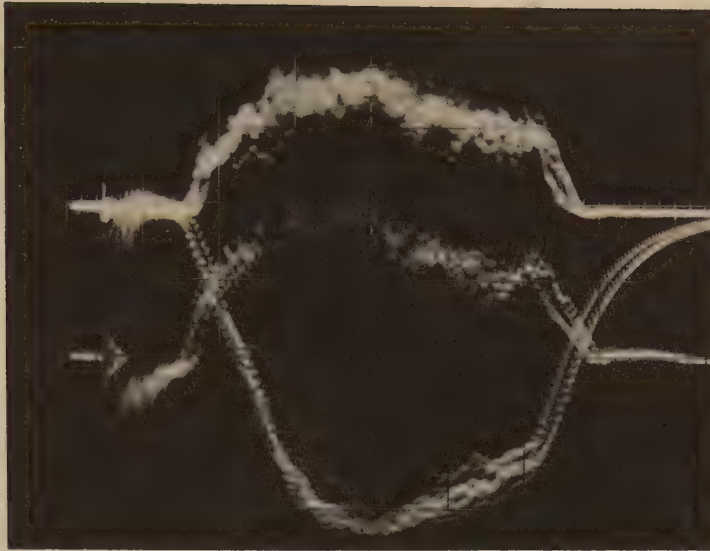


Figure VIII.5
Oscillogramme de courant collecté par trois électrodes de l'analyseur à déflexion.

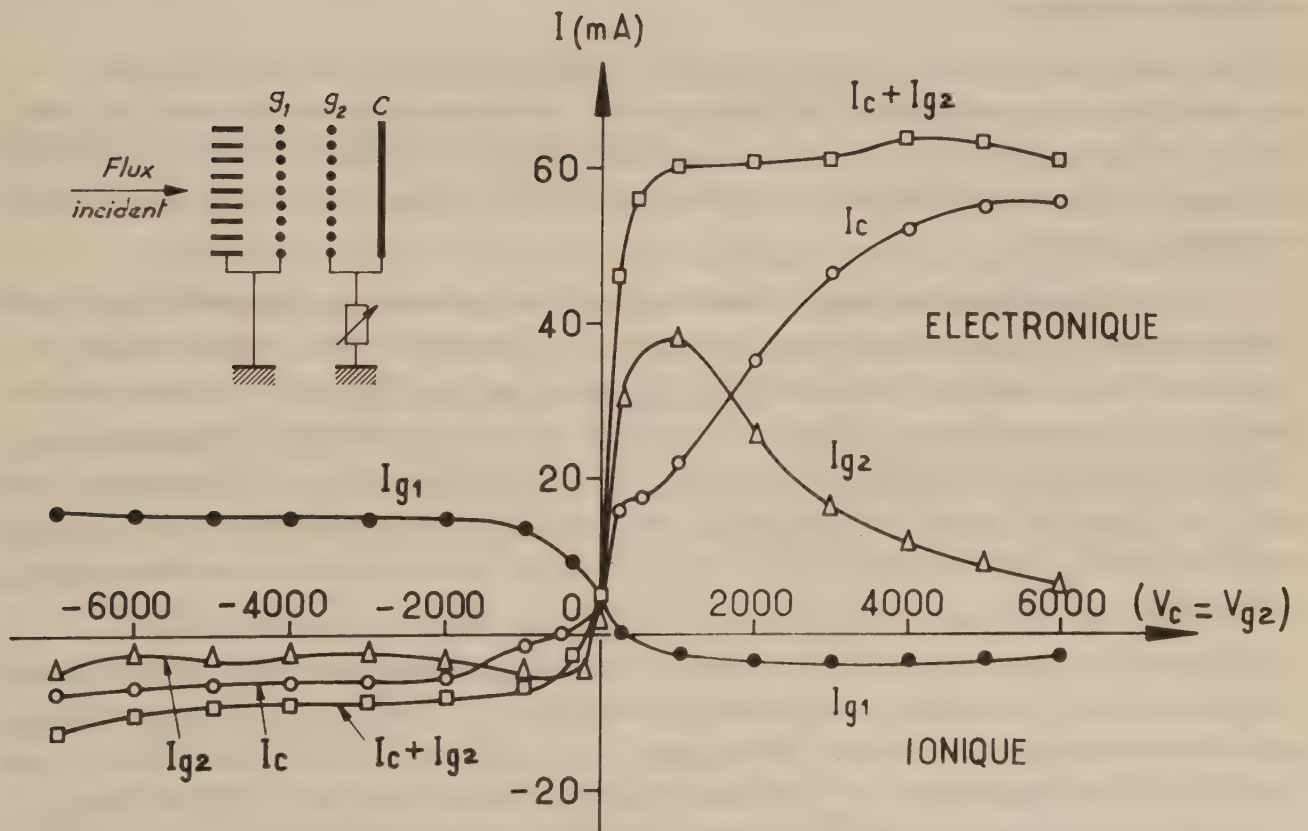


Figure VIII.6
Caractéristiques collecteur à plusieurs grilles $V_{g1} = 0$

pris la valeur au milieu de l'impulsion, qui paraissait plus stable. On trace alors des caractéristiques telles que celles de la figure VIII.6

Evidemment, les courants collectés dépendent beaucoup des potentiels des électrodes. En outre, les grilles collectent un courant ionique important. La figure VIII.6 porte un schéma de ces grilles et leur identification. Pour identifier le courant ionique, il est nécessaire de tracer d'autres caractéristiques dans des conditions différentes. Les résultats concluants sont donnés par les figures VIII.6. et 7.

VIII.5.2. Flux ionique axial. Analyse des caractéristiques.

La faible valeur du courant ionique, comparée à celle du courant électronique [26], l'existence d'un plasma froid assez dense engendré au voisinage de la paroi du guide, et l'émission secondaire exigent des précautions. D'après KAMINSKY [54], un ion A^+ de 10 keV, engendre 0,35 à 0,95 électrons secondaires sur une surface de cuivre propre, suivant l'orientation cristalline, mais l'émission peut être beaucoup plus grande si la surface est oxydée ou mal dégazée.

Le coefficient de réflexion des ions A^+ par une surface métallique est élevée [63]. Sur le nickel, il vaut 0,15 pour 1,4 keV et croît rapidement avec l'énergie incidente. Enfin, les atomes émis par sputtering peuvent être ionisés.

Ces phénomènes dépendent assez fortement de l'énergie incidente ; lorsqu'un courant est indépendant de la polarisation de l'électrode qui le reçoit, on peut présumer qu'il ne comporte pas d'émission secondaire.

a) Nous avons espéré obtenir le courant ionique en observant la partie de la caractéristique I_c du courant collecteur correspondant à une tension positive : au dessus d'une certaine valeur de potentiel, le courant électronique ne devrait plus augmenter, tandis que le flux ionique devrait diminuer, provoquant une apparente augmentation de courant électronique, du fait que les ions ne peuvent plus remonter le potentiel.

Cette caractéristique montre d'abord une variation rapide de I_c correspondant à une variation inverse de I_{g2} , leur somme restant constante. Ceci indique que l'émission secondaire est forte et qu'il faut considérer l'ensemble de C et G_2 comme une seule électrode, qui piège ses propres électrons secondaires avec efficacité. Mais on ne voit pas l'augmentation correspondant au courant ionique, parce que celui-ci est trop petit, conformément aux mesures préliminaires. Toutefois, une partie des ions est refoulée vers la première grille lorsque le potentiel croît. La branche de la courbe I_{g1} de cette figure pour $V_c = V_{g2} > 0$ montre que le courant des ions énergétiques est supérieur à 4 mA.

b) Il est donc avantageux de relier G_2 et C à un potentiel variable commun, négatif afin de repousser les électrons. Si la grille G_1 est positive (Figure. VIII.7, $V_{g1} = 500$ V) elle collecte un courant électronique considérable et variable correspondant donc essentiellement à un plasma froid. Si son potentiel est nul (Figure VIII.6. $V_{g2} = 0$) elle collecte un courant électronique constant probablement dû à des électrons relativement énergétiques qui ont traversé le nid d'abeille. Dans ce cas, elle constitue également avec celui-ci un ensemble qui capte ses propres électrons secondaires.

Le courant total collecté par G_2 et C est indépendant à la fois de V_{g1} et de $V_c = V_{g2}$ dans cette zone des caractéristiques. On peut conclure qu'il s'agit d'un courant d'ions énergétiques

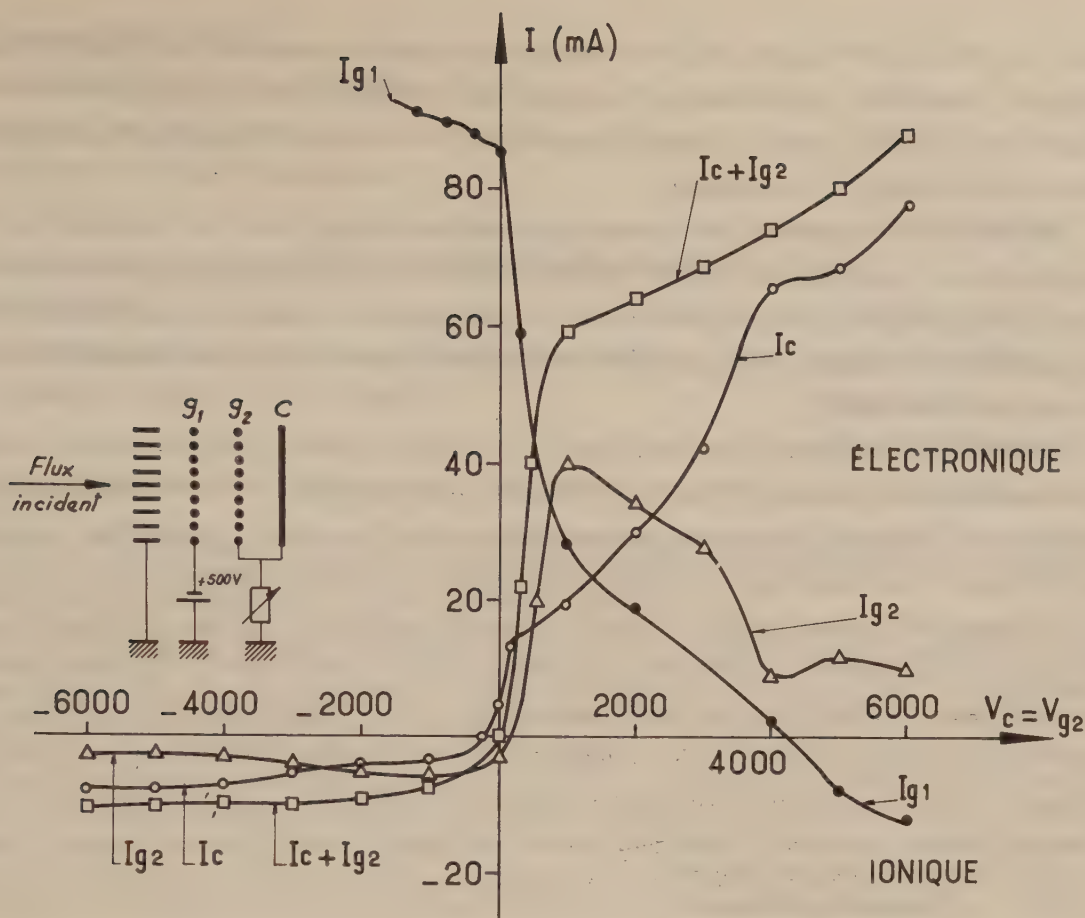


Figure VIII.7
Caractéristiques collecteur à plusieurs grilles.

débarrassé de particules secondaires. On obtient :

$$I_i = 9 \text{ mA}$$

La surface du collecteur est de 95 cm^2 et est réduite du fait de la transparence des grilles à 77 cm^2 . Comme on a montré que le flux électronique est assez uniforme sur un diamètre de 6 cm, et que le flux ionique est plus diffus, on peut attribuer à celui-ci une densité sur l'axe de :

$$110 \mu \text{ A/cm}^2 \text{ ou } 1,1 \text{ A/Steradian}$$

Dans les mêmes conditions, le courant reçu à la plaque de l'analyseur à plaques [27] était de $6 \mu \text{ A}$. Son ouverture équivalente est donc de $0,05 \text{ cm}^2$ pour une ouverture géométrique de $0,4 \text{ cm}^2$. La différence s'explique par la divergence du faisceau ionique due à la répulsion coulombienne (voir plus loin).

On peut dire que, sur l'axe, les densités de flux ionique et électronique sont dans un rapport de l'ordre de 1 à 100.

VIII. 5. 3. Flux ionique latéral.

On dispose de peu d'accès permettant d'extraire des ions en dehors de l'axe, et on connaît mal, à priori, la direction de leurs vitesses. Nous avons essayé de placer des sondes au niveau de la paroi du guide grâce aux trois paires de hublots latéraux. Elles ont montré la présence d'un plasma froid donnant lieu à des courants bien supérieurs à celui que l'on veut mesurer. Les seules voies d'accès sont d'abord l'axe en amont et la paire de hublots voisine de l'extrémité de

l'injecteur, qui, d'après la théorie peut recevoir un flux radial provenant de la région de résonance cyclotronique. L'analyseur électrostatique à plaques est convenable pour rechercher le flux ionique, car il sépare les électrons, grâce au champ magnétique, et les ions des plasmas froids, grâce à la distance entre l'entrée et le collecteur.

En amont de l'injecteur, on n'a détecté aucun flux ionique. Ceci est contradictoire avec la théorie simple de l'accélération des ions donnée au chapitre V, qui prévoit une accélération isotrope, mais s'explique par l'une des conclusions de cette théorie, à savoir qu'une séparation longitudinale partielle des charges doit néanmoins se produire, conduisant à une accélération préférentielle des ions vers l'aval.

L'analyseur électrostatique étant monté sur le hublot latéral d'observation qui se trouve en face de l'extrémité de l'injecteur, sa fente d'ouverture se trouvait à 39 cm de l'axe du guide. Les particules qu'il détectait voyageaient perpendiculairement à un champ magnétique inhomogène de 400 à 500 Gauss. Tous les électrons et les ions lents sont arrêtés en chemin. Des ions A^+ de 10 keV ont un rayon de Larmor de 2 m. Ils doivent en outre parcourir un tube métallique long de 30 cm et de 4 cm de diamètre. La déviation magnétique est de 2 cm, environ et on peut admettre que le flux à la fente d'entrée n'est pas très diminué. Le spectre énergétique des ions étant étalé, il est nécessaire de faire la somme I_t des courants reçus sur tous les collecteurs. On a fait la mesure dans les mêmes conditions avec quatre tensions de déflexion, en notant chaque fois le numéro n des collecteurs recevant le maximum d'ions, le multiplicateur K correspondant, c'est à dire le rapport $\frac{\text{Energie des ions reçus}}{\text{Tension de déflexion}}$ d'où l'on déduit l'énergie médiane approximative des ions :

Tension de déflexion (Volt)	n	K	T_i keV	I_t μA
1000	3 - 4	10	10	4
1500	5 - 6	4	6	7
2000	6	2,6	5,2	8
2500	6	2,6	6,5	5

La mesure de l'énergie avec une tension basse est très imprécise à cause de la faible déflexion. La valeur la plus probable est donc 6 keV. La mesure du courant est la meilleure lorsque le maximum se trouve sur un collecteur d'ordre intermédiaire : c'est alors que le moins de particules tombent au delà des collecteurs. La bonne valeur est donc 8 μA . L'ouverture de l'analyseur étant de 0,05 cm², on trouve une densité de courant latéral de 160 $\mu A/cm^2$ ou 240 mA/stéradian. L'incertitude sur cette valeur est d'un facteur 2 à 2,5, vu éventuellement la nécessité d'une correction correspondant à la divergence du flux ionique entre la cavité et l'injecteur par répulsion coulombienne. Cette correction, évaluée sur un modèle simplifié [64] conduirait à multiplier la valeur obtenue par 2.

VIII.6. RECAPITULATION DES RESULTATS ET CONCLUSION.

Les résultats de mesures, et certaines grandeurs dérivées, sont résumés dans le tableau suivant. Soulignons que les impulsions sont suffisamment longues pour que le régime soit quasi-permanent et que les flux totaux électronique et ionique doivent être égaux.

Courant électronique	qques. Amp.
Diamètre du faisceau électronique	6 cm
Energie des ions axiaux	6 keV
Densité du courant ionique axial	$110 \mu A/cm^2$
" " " " "	1,1 A/stéradian
Courant ionique compris dans le diamètre du faisceau électronique	31 mA
Ouverture minimale de l'angle solide du flux ionique	qques. stéradians
Densité du courant ionique latéral	$160 \mu A/cm^2$
" " " " "	240 mA/stéradian
Courant ionique correspondant à une distribution de Lambert	3,5 A

L'ouverture minimale du faisceau ionique est évaluée en admettant que la densité de flux dans une direction quelconque est au plus égale à celle sur l'axe.

En ce qui concerne le flux total, on ne peut obtenir que des résultats qualitatifs, puisqu'il est impossible de faire la mesure dans toutes les directions et d'intégrer. Si l'on admet une distribution de Lambert, qui suppose en fait un flux nul à 90° , on obtient un courant ionique de 3,5 A, transportant donc, sous 6 keV, une puissance de 15 kW, voisin de la puissance consommée dans la cavité. Ces valeurs sont 2 fois plus fortes puisque la puissance consommée est de 25 kW et que les électrons transportent au moins autant d'énergie que les ions. On a vu que le courant latéral n'est connu qu'à un facteur 2,5 près. Il se peut aussi que la distribution angulaire comporte deux maximums, l'un sur l'axe et l'autre à 90° .

Par ailleurs, toutes les observations faites en régime de grande puissance sont conformes aux résultats de l'étude du régime des faibles puissances présentée au chapitre précédent.

Le résultat essentiel est que l'on trouve, dans la direction transversale au champ magnétique, un flux d'ions environ quatre fois moins intense, mais de même énergie que dans la direction longitudinale. Ceci confirme les mesures plus complètes effectuées à basse puissance et décrites au chapitre précédent.

En montrant qu'il existe un flux latéral d'ions très important, on établit que le flux ionique est étalé et que sa valeur totale est de plusieurs ampères, valeur à laquelle était arrivé BRIAND en déduisant l'énergie des électrons de l'énergie haute fréquence consommée dans le plasma [27]. Le rendement énergétique de l'accélération des ions est alors dans les conditions de nos mesures voisin de 30 %.

On a noté que le flux d'ions A^+ accéléré pendant l'impulsion est de beaucoup supérieur au flux moyen de gaz admis par l'injecteur. Il faut donc que ces ions soient extraits d'un réservoir qui ne peut être que l'injecteur. Le nombre total d'ions A^+ accélérés pendant une impulsion est de l'ordre de 10^{15} . On a calculé (paragraphe VI.4.) que l'injecteur contient à peu près ce nombre d'atomes.

Enfin, soulignons la présence d'instabilités apparentes sur tous les oscillogrammes de courant, de tension de l'injecteur, de puissance hyperfréquence transmise et réfléchie. Leur temps caractéristique est de l'ordre de $1 \mu sec$. L'émission de rayons X énergétiques au cours des instabilités semble caractéristique de toutes les expériences de chauffage soit par hyperfréquence [18], soit par interaction du plasma avec un faisceau électronique [25].

Ces instabilités ont certainement leur siège dans la région à haute densité voisine du plan de résonance cyclotronique.

QUATRIEME PARTIE : CONCLUSION.

CHAPITRE IX - CONCLUSION

IX.1. COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX.

IX.1.1. Energie des particules.

IX.1.2. Flux des particules.

IX.2. INSTABILITES.

IX.3. RESUME DES RESULTATS.

IX.4. SUITE DE L'ETUDE.

IX.5. APPLICATIONS.

CHAPITRE IX : CONCLUSION

IX.1. COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX

On peut résumer ainsi les idées qui ont servi de base aux travaux théoriques et leur aboutissement:

A - L'énergie des électrons est limitée parce que l'accroissement relativiste de leur masse les fait sortir de la résonance cyclotronique. Nous trouvons que cette limite est proportionnelle à l'exposant $1/3$ de la puissance hyperfréquence.

B - La charge d'espace est concentrée dans une région à peu près sphérique et il est nécessaire de calculer ses effets, en particulier l'accélération des ions, avec un modèle tridimensionnel, au lieu d'un modèle unidimensionnel cartésien qui conduit nécessairement à des vitesses égales pour les électrons et les ions si la densité est forte. Le modèle le plus simple donne un flux ionique centrifuge isotrope dont la vitesse n'est pas reliée directement à celle des électrons. En étudiant en détail le mouvement des électrons, nous trouvons qu'ils entraînent partiellement les ions vers les régions de bas champ magnétique, sans pouvoir évaluer cet effet.

C - Au voisinage de la résonance cyclotronique, le plasma se comporte comme un très bon conducteur. Si le champ électromagnétique est excité de l'extérieur, il pénètre mal le plasma et seuls les électrons périphériques peuvent atteindre des énergies élevées. (Dans des expériences où le plasma remplit l'espace la situation est différente : voir "cas b" Introduction Ch. IV).

IX.1.1. Energie des particules.

L'ensemble de nos mesures d'énergie ionique est rassemblé sur la figure IX.1, en fonction de la puissance hyperfréquence.

Entre 30 et 500 Watts, la région①correspond à la droite de la figure VII.4, avec une marge d'erreur possible sur l'énergie. La région②correspond à quelques points expérimentaux mentionnés aux paragraphes VII.2.6 et VII.3.2., la région③aux mesures entre 3 kW et 300 kW de la figure VIII.3. Nous avons déjà indiqué que ces

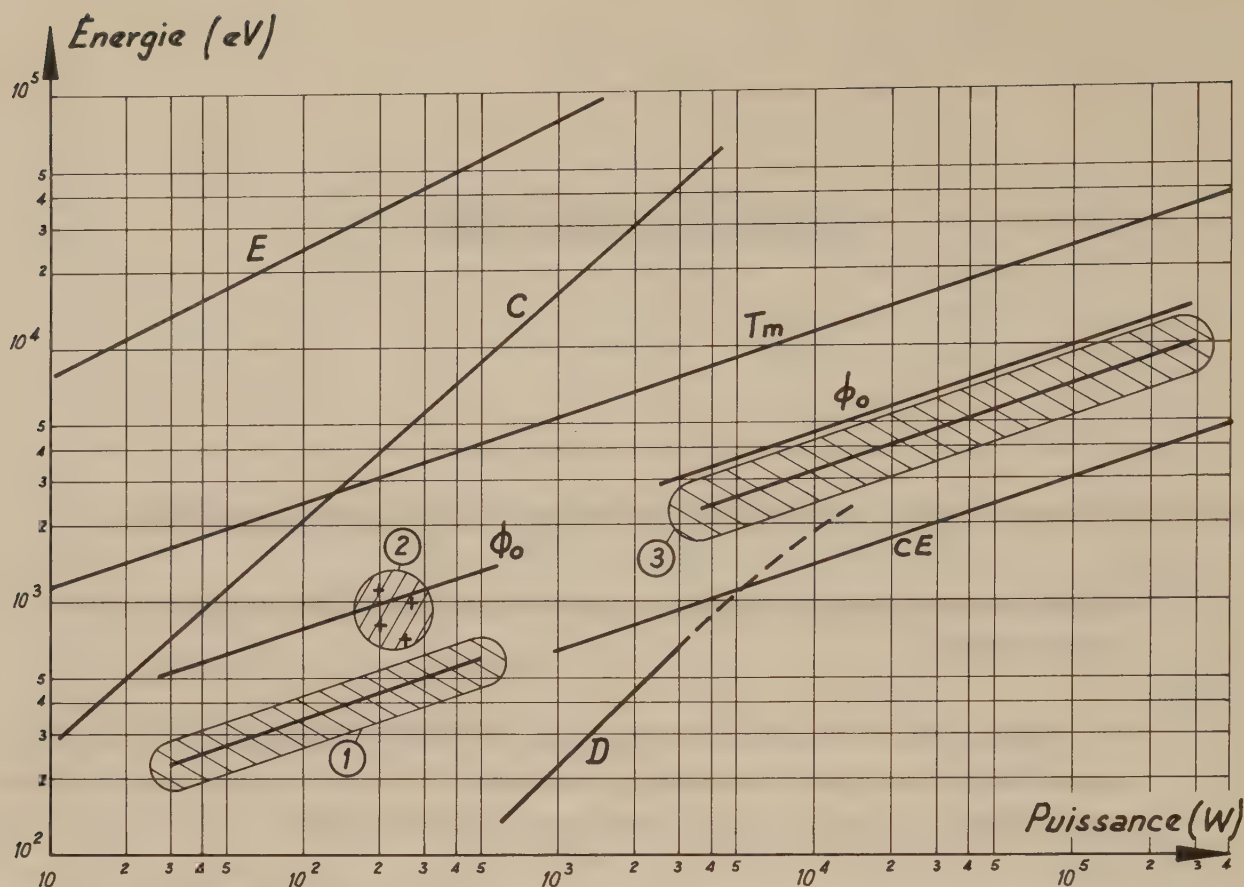


Figure IX.1
Comparaison des valeurs théoriques et expérimentales d'énergie

résultats s'expliquent assez bien par la théorie relativiste, mais il reste possible que d'autres théories, tenant compte notamment de la charge d'espace, arrivent à un bon résultat voisin.

La droite T_m correspond à la limite relativiste de l'énergie électronique dans le guide vide donnée par l'équation III.3.(10). Les deux droites ϕ_0 , correspondant à des rayons différents de la sphère, donnent l'énergie ionique fournie par l'équation V (41), avec deux corrections : le facteur $3/2$ appliqué au champ électrique suivant l'équation IV.2. (12) et un facteur $0,615$ représentant l'abaissement du champ dans le guide à cause de la charge ohmique du plasma.

La droite C donne le résultat de la théorie unidimensionnelle non relativiste [31] [27].

La droite CE correspond à la précession due au champ électrique continu (paragraphe V.9.3.). Nous avons expliqué pourquoi cette théorie ne nous paraît pas applicable, malgré l'accord satisfaisant avec les résultats de mesure.

La droite D correspond à l'énergie des électrons intérieurs au plasma, donnée par l'équation V (44). Vers les hautes énergies, on devrait tenir compte de la théorie relativiste. On voit bien que ces électrons ont une énergie bien inférieure à la valeur expérimentale de l'énergie des ions, qui devrait être plus basse. On en conclut que ce sont effectivement les électrons périphériques qui sont accélérés.

La droite E correspond à l'expression non relativiste V (46).

Il est clair que les deux branches Φ_0 calculées avec l'expression relativiste donnent le meilleur accord avec les résultats expérimentaux. Les pentes coïncident à quelques pour cent près. Le rapport entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales est de 1,5 pour la branche à haute puissance, voisin de 1 pour la région (2). Dans la région (1), ce rapport vaut 2,2. Il s'agit de mesures effectuées dans une étude préliminaire au cours de laquelle nous déplaçons souvent les pistons d'adaptation hyperfréquences sans le noter. Nous pouvons aussi avoir surestimé le diamètre de la sphère de plasma dense.

D'autres expérimentateurs [65] ont en outre trouvé des énergies ioniques et électroniques proportionnelles à l'exposant $1/3$ de la puissance sur un montage différent de même principe.

Il paraît donc bien établi que c'est l'augmentation de la masse des électrons qui limite l'énergie des particules.

IX.1.2. Flux des particules.

En ce qui concerne les électrons, qui suivent essentiellement les lignes de champ magnétique, nous pouvons faire deux remarques :

- Le diamètre du faisceau électronique observé en grande puissance à la cible fluorescente est de 6 cm, alors que plusieurs raisons, dont l'une est liée à l'équation V (41) nous ont amené à lui donner un rayon (a) de 1,3 cm dans le plan de résonance, où le champ magnétique est double. Le faisceau aurait donc à la cible un rayon de $1,3 \times \sqrt{2} = 1,85$ cm, auquel il faut ajouter le rayon de Larmor de 1,3 cm également. Le diamètre à la cible seraient ainsi de 6,3 cm. L'accord est bon. En prenant le calcul à rebours, on a abouti à deux déterminations concordantes du rayon de la sphère, par l'énergie des ions et par le diamètre du faisceau électronique.
- Plusieurs expériences à basse puissance montrent que le faisceau électronique est tubulaire, conformément à nos conclusions tirées de la répartition du champ électrique hyperfréquence, conclusions confirmées par les mesures d'énergie. En grande puissance au contraire, l'aspect du faisceau, observé sur l'écran fluorescent, est homogène. Il peut s'agir d'un effet de saturation de l'écran ou bien d'un brassage du faisceau par les instabilités qui sont constamment observées.

En ce qui concerne les ions, leur flux n'est ni parallèle à celui des électrons comme dans la théorie unidimensionnelle, ni complètement isotrope comme dans notre théorie (Ch. V). Dans les expériences à grande puissance, le flux est très étalé : sa densité sur l'axe n'est que quatre fois supérieure à la valeur à 90° et le courant ionique qui se trouve dans le diamètre du faisceau électronique n'atteint que 1 à 2 % du courant total. Notre théorie s'applique bien. A basse puissance, on a vu que le $1/4$ des ions accompagnent les électrons ; le reste est étalé, ce qui correspond à une densité de courant très faible. On se rapproche au contraire d'un flux parallèle.

La raison de cette différence est peut-être la suivante : A basse puissance, le temps nécessaire aux électrons pour atteindre leur énergie maximale dans la région de

résonance est plus grand, comme le montre l'équation III.3 (13). La condition de résonance doit être maintenue de façon plus stricte et la région de résonance doit être plus courte dans la direction axiale. Le champ électrique de charge d'espace serait alors presque parallèle dans cette région comme dans les théories unidimensionnelles.

IX.2. INSTABILITES

Celles-ci n'ont fait l'objet d'aucune étude particulière de notre part et cependant, elles jouent probablement un rôle important. Dans l'image des phénomènes que nous avons donnée, on ne comprend pas ce qu'il advient des électrons situés dans la sphère de plasma dense, puisque ce sont uniquement les électrons périphériques qui sont accélérés. Peut-être les instabilités les mélangent-elles.

Il s'agit certainement d'instabilités de HARRIS [87] dans ce sens qu'elles sont liées à une distribution de vitesses électroniques fortement non-maxwellienne. Peut-être même résultent-elles d'une interaction du type faisceau-plasma comme celles discutées par différents auteurs [87] [88] [89] [25]. Mais la région dense est sans doute loin d'un milieu infini. Les effets de surface peuvent jouer un rôle dominant, ainsi que la dérive azimutale due au champ électrique continu. Des instabilités type "Diocotron" [90] [96] peuvent se produire sans être observées car elles seraient à beaucoup plus haute fréquence. Le temps caractéristique, de l'ordre de 1 μ sec, montre que les ions entrent en jeu. Une situation voisine, sans champ électrique continu, a été étudiée par CANOBBIO [91].

IX.3. RESUME DES RESULTATS

Si les résultats concernant les énergies sont bien expliqués par la théorie, l'accord n'est pas complet en ce qui concerne la distribution des flux de particules.

Les valeurs absolues de courants de particules que nous avons mesurées - c'est à dire plusieurs ampères d'ions A^+ à 6 keV - sont très élevées et dépassent largement, à notre connaissance celles obtenues par d'autres moyens. Encore n'avons-nous probablement pas atteint le maximum, le système étant limité par la réserve de gaz contenue dans l'injecteur. Les instabilités imposeraient certainement une autre limite.

Le rendement de conversion de l'énergie hyperfréquence en énergie cinétique des ions actuellement de l'ordre de 10 %, s'élèverait à 30 % en modifiant le circuit hyperfréquence pour obtenir une bonne adaptation.

Le fonctionnement pourrait être obtenu en régime continu avec un générateur de 30 kW à condition de résoudre le problème de la source de gaz et de la pression limite. Ceci est l'un des objectifs de la nouvelle expérience Pleiade - Circé [65] où l'on utilise comme source un accélérateur du même principe à basse énergie et haut flux.

IX.4. SUITE DE L'ETUDE

En ce qui concerne les conditions expérimentales décrites dans ce mémoire, il est clair que des mesures plus complètes de flux de particules et d'énergie électronique seraient souhaitables.

On pourrait également perfectionner le calcul des forces de charge d'espace, notamment sur ordinateur et en partant des considérations du paragraphe V.7.

L'étude des instabilités serait évidemment intéressante. Nous pensons qu'il serait important de mesurer l'énergie hyperfréquence rayonnée ou diffusée par le plasma au voisinage de la fréquence cyclotronique et de la fréquence d'excitation.

Néanmoins, en vue des applications éventuelles à la fusion thermonucléaire, il était nécessaire d'étudier un gaz plus léger que l'Argon et de résoudre le problème de la source et de la vitesse de pompage. C'est ce qui a été commencé en vaporisant de l'alumine par l'impact d'un faisceau de laser, en attendant de disposer de glaçons d'Hydrogène ou de Deutérium [92].

D'autre part, on sait que des interactions intenses entre le champ hyperfréquence et les particules se produisent en général pour $n\omega = m\omega_c$, n et m étant entiers [68]. Ces phénomènes sont aussi étudiés maintenant sur l'expérience Icare [65].

IX. 5. APPLICATIONS.

Les sources d'ions présentent évidemment un grand intérêt dans les recherches sur la fusion thermonucléaire contrôlée [93]. CONSOLI a proposé de transformer les ions du faisceau en atomes neutres par l'échange de charge, qui possède une grande section efficace, afin de surmonter la barrière du champ magnétique très élevé dans la région de confinement. Une étude expérimentale a été entreprise par GELLER.

Le mécanisme de résonance cyclotronique permet également, par un processus inverse, d'agir sur le cône de pertes d'une bouteille magnétique [65] [66] [77].

En outre le chauffage cyclotronique des électrons a pris une nouvelle importance depuis que le temps de vie des plasmas dans les machines thermonucléaires permet le chauffage des ions par les électrons. Il est clair que tous les phénomènes que nous avons étudiés sont susceptibles de jouer dans ce cas au moins un rôle accessoire. Il existe par ailleurs en physique nucléaire un besoin d'accélérateur à grand flux et énergie basse quelle que soit la définition d'énergie [94] pour l'étude des réactions à très faible section efficace, notamment la production de transuraniens.

On a songé à l'application des accélérateurs de ce principe ou de principes voisins [70] [71] [75] à la propulsion spatiale.

La technique d'implantation d'ions dans les solides permet des dépôts localisés à des profondeurs qui dépendent de l'énergie à l'impact. Les appareils actuels fournissent en général des faisceaux très bien focalisés et des courants très bas. Pour la production en quantité, un accélérateur à grand courant et flux dispersé serait utilisable.

Enfin, il semble que, pour obtenir un rendement élevé dans les lasers à gaz, il soit nécessaire que l'énergie électronique corresponde à peu près au maximum de la section efficace d'excitation [95]. Dans le spectre visible, cette énergie est supérieure à celle obtenue dans la plupart des décharges. La résonance cyclotronique permet, à basse pression il est vrai, d'obtenir les énergies électroniques désirées.

APPENDICE I

Pour $r > a$, on a :

$$\rho_i = \int_0^a \frac{3 I}{4 \pi a^3 (2e/m_1)^{1/2}} \frac{r_o^2}{r^2} \frac{dr_o}{\left[-\Phi(r) + \Phi_o \left(1 - \frac{r_o^2}{3a^2}\right) \right]^{1/2}} \quad (A 1)$$

que l'on peut mettre sous la forme :

$$P_i = \frac{3 \sqrt{3}}{4 \pi a^2} \frac{I}{(2e\Phi_o/m_1)^{1/2}} \int_0^a \frac{r_o^2}{r^2} \frac{dr_o}{\sqrt{b^2 - r_o^2}} \quad (A 2)$$

avec :

$$b^2 = 3 a^2 - 2 \frac{a^3}{r} \quad (A 3)$$

Finalement :

$$\rho_i = \frac{3 \sqrt{3} I}{4 \pi a^2 (2e\Phi_o/m_1)^{1/2}} \frac{b^2}{4 r^2} \left[2 \text{Arc sin} \frac{a}{b} - \sin \left(2 \text{Arc sin} \frac{a}{b} \right) \right] \quad (A 4)$$

On donne le profil de ρ_i sur la figure V.5. On voit qu'il y a peu d'ions à l'extérieur de la sphère de rayon a . Il y a également peu d'électrons parce qu'ils sont accélérés.

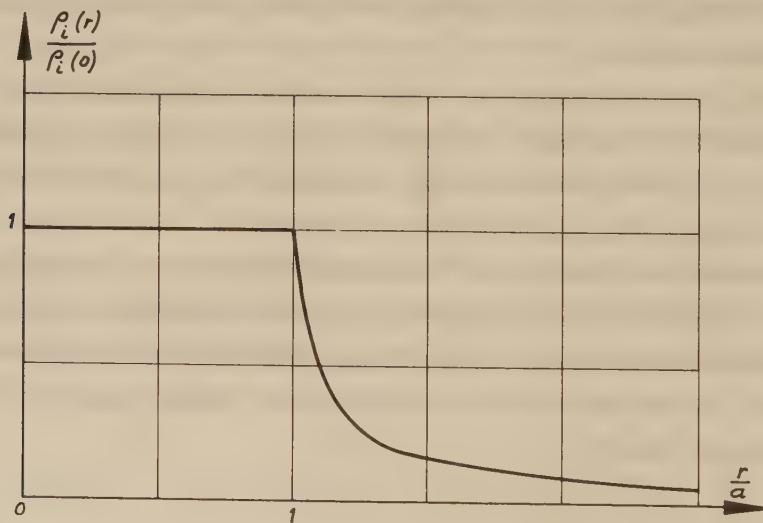


Figure V.5
Densité ionique en fonction du rayon (valeurs normalisées)

APPENDICE II

PRECESSION DUE AU CHAMP DE CHARGE D'ESPACE

Nous écrivons l'équation des forces en coordonnées cylindriques ρ, φ :

$$\ddot{\rho} - \dot{\varphi}^2 \rho = \frac{e}{m} (\mathcal{E}_\rho + \rho \dot{\varphi} B) \quad (1)$$

$$\rho \ddot{\varphi} + 2 \dot{\rho} \dot{\varphi} = \frac{e}{m} (\mathcal{E}_\varphi - \dot{\rho} B) \quad (2)$$

On considère des champs hyperfréquences apportant une perturbation à un état permanent correspondant à une vitesse purement angulaire et uniforme due au champ électrique continu et définie par :

$$-\dot{\varphi}_0^2 \rho_0 = \frac{e}{m} (E_0 + \rho_0 \dot{\varphi}_0 B) \quad (3)$$

soit :

$$\dot{\varphi}_0^2 - \dot{\varphi}_0 \omega_c + \frac{e}{m} \frac{E_0}{\rho_0} = 0 \quad (4)$$

En présence des champs hyperfréquences, on a :

$$\dot{\varphi} = \dot{\varphi}_0 + \delta \dot{\varphi} \quad (5)$$

$$\rho = \rho_0 + \delta \rho \quad (6)$$

d'où, en se limitant au premier ordre :

$$\delta \ddot{\rho} - (\dot{\varphi}_0^2 - \omega_c \dot{\varphi}_0) \delta \rho - \rho_0 \delta \ddot{\varphi} (2 \dot{\varphi}_0 - \omega_c) = \frac{e}{m} E_\rho \quad (7)$$

$$\delta \dot{\rho} (2 \dot{\varphi}_0 - \omega_c) + \rho_0 \delta \ddot{\varphi} = \frac{e}{m} E_\varphi \quad (8)$$

Ne retenant que l'effet des composantes tournant dans le sens droit, nous admettons que les champs varient comme :

$$e^{j(\omega t - \varphi)}$$

d'où, en approximation linéaire :

$$(\ddot{}) \equiv \frac{d}{dt} \approx \frac{\partial}{\partial t} + \dot{\varphi}_0 \frac{\partial}{\partial \varphi} = j(\omega - \dot{\varphi}_0) \quad (9)$$

Nous limitant aux électrons de la zone équatoriale dans le cas d'un plasma assez dense, nous posons :

$$E_{\varphi} = 0 \quad (10)$$

$$\rho_0 = a \quad (11)$$

$$E_0 = \frac{2}{3} \frac{\Phi_0}{a} \quad (12)$$

$$S = \frac{e}{m} \frac{E_0}{\omega_c^2 a} \quad (13)$$

La résolution du système (7) (8) donne :

$$\delta \rho = \frac{e}{m} \frac{E_0}{D} \quad (14)$$

avec :

$$D = \omega_c^2 (1 - 3S) - (\omega - \dot{\varphi}_0)^2 \quad (15)$$

Les expressions se simplifient beaucoup lorsque le champ de charge d'espace est petit, c'est à dire pour le domaine :

$$|S| \ll 1 \quad (16)$$

Dans ce cas, l'équation (4) donne, pour la racine qui correspond à la précession :

$$\dot{\varphi}_0 \approx \omega_c S \quad (17)$$

$$D \approx \omega_c^2 - \omega^2 - S (3\omega_c^2 - 2\omega\omega_c) \quad (18)$$

La résonance est obtenue pour :

$$D = 0 \quad \frac{\omega}{\omega_c} = 1 - \frac{S}{2} \quad (19)$$

Si l'on maintient la condition classique de résonance cyclotronique malgré la vitesse de dérive qui écarte de la résonance, on obtient :

$$D = -\omega_c^2 S \quad (20)$$

Le rayon de l'orbite hyperfréquence est donné par :

$$\delta \rho = -\frac{e}{m} \frac{E_0}{\omega_c^2 S} \quad (21)$$

Il convient de prendre pour E_0 la moitié du champ de polarisation rectiligne à la surface de la sphère, qui est $\frac{3}{2}$ fois plus élevé que le champ du guide vide (voir Ch. IV) soit :

$$E_0 = \frac{3}{4} E_{11} \quad (22)$$

Introduisant la relation (12), on obtient :

$$\delta \rho = -\frac{9}{8} \frac{E_{11} a^2}{\Phi_0} \quad (23)$$

L'énergie cinétique transversale vaut :

$$T_1 = \frac{1}{2} \frac{m_e}{e} \omega_c^2 |\delta \rho|^2 = \frac{81}{128} \frac{e}{m_e} \frac{B^2 a^2}{\Phi_0^2} E_{11}^2 a^2 \quad (24)$$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] H. MARGENAU
Phys. Rev., 1946, 69, 508
- [2] J. L. DELCROIX
"Physique des Plasmas", Dunod ed, Paris 1966
- [3] B. LAX, W. P. ALLIS and S. C. BROWN
J. Appl. Phys. 1950, 21, 1297
- [4] S. C. BROWN
"Basic Data of Plasma Physics". Wiley Ed. New-York, 1959
- [5] V. A. BAILEY
Phil. Mag. 1930, 9, 560
- [6] H. ALFVEN
"Cosmical Electrodynamics". Oxford, 1950
- [7] H. A. H. BOOT et R. B. R. SHERSBY - HARVIE
1957, Nature, London, 180, 1187
- [8] H. A. H. BOOT, S. A. SELF, R. B. R. SHERSBY - HARVIE
"Containment of a Fully Ionized Plasma by Radio-Frequency Fields".
J. of el. and control
1958, vol. IV, pp. 434-453
- [9] A. V. GAPONOV, M. A. MILLER -
"Quasipotential Theory". Zh. Eksp. i. Theor.
1958, Fiz, 34, 242. Soviet Phys. JETP (engl. Transl.) 7, 168
- [10] E. S. WEIBEL
J. Electron. Control., 1958, 5, 435

- [11] H. MOTZ and C.J.H. WATSON
"The Radio-frequency Confinement and Acceleration of Plasma".
Adv. in Electronics and Electron Physics,
1967, Vol. 23, Academic Press, New-York

- [12] J.W. BUTLER, A.J. HATCH, A.J. ULRICH
"Radio Frequency Thermonuclear Machines". Proc. of the 2nd United
Nation Intern. Conf.
1958, Genève, Vol. 32

- [13] M. ERICSON, C.S. WARD, S.C. BROWN, S.J. BUCHSBAUM
J. of Appl. phys. 1962, 33, n° 8 p. 2429

- [14] T. CONSOLI, R. LE GARDEUR, L. SLAMA.
Conférence de Salzbourg, Septembre 1961.

- [15] T. CONSOLI et R. LE GARDEUR
Compte Rendus Acad. Sci. Paris, 254, p. 3323 (1962)

- [16] R.B. HALL.
"Energy gain of a charged particle after reflection from an RF field near
cyclotron resonance". VI Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases.
Paris, Juillet 1963.

- [17] M.C. BECKER et al.
Nuclear Fusion 1962. Supplement. Part I p. 345, 1962

- [18] W.B. ARD et al.
Colloque Int. sur l'Interaction des champs HF associés à un champ
magnétique statique avec un plasma. Saclay 1964

- [19] Colloque International sur l'Interaction des champs HF associés à un champ
magnétique statique avec un plasma.
1964, Saclay. Presses Universitaires

- [20] T. CONSOLI, G. MOURIER, R. ROUX, P. VIAL
"Effets de confinement dans les décharges hyperfréquences à basse pression".
Colloque International sur les Interactions champs HF avec un plasma.
1964. Saclay.

- [21] T. CONSOLI, G. FOSCOLO, G. MOURIER, L. SLAMA, P. VIAL.
"A two-megawatt Microwave Source for Plasma Experiments".
IVth Symposium on Engineering problems in Thermonuclear Research,
Rome, May 1966.
Voir aussi BIST n° 102, Mars 1966, pp.55 et suiv. Commissariat à l'Energie Atomique.
- [22] T. CONSOLI, R. LE GARDEUR, G. MOURIER, P. VIAL, R. ROUX.
"Contribution du confinement par champ HF à l'analyse du mécanisme de formation, etc...." Physics Letters, Mars 1963, Vol.4, n° 2, pp.106-108
"Interprétation des résultats expérimentaux, etc..." Ibid, pp.89-91
- [23] T. CONSOLI, G. MOURIER, R. ROUX, P. VIAL.
"Confinement d'un plasma peu dense etc..".
27 oct.1965 . CR. Acad. Sc. Paris. t.261, p.3314-3317
- [24] P. BRIAND, T. CONSOLI, G. MOURIER, L. SLAMA, P. VIAL
"High power RF Plasma Accelerator". First European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Munich Octobre 1966.
- [25] W.D. GETTY and L.D. SMULLIN
"Beam-Plasma Discharge : Build up of oscillations".
JAP, Dec.1963, Vol.34, n° 12.
- [26] P. BRIAND, T. CONSOLI, G. MOURIER, L. SLAMA, P. VIAL
"The Icare Experiment". Second Eur. Conf. on Controlled Fusion and plasma Physics. Stockholm, Août 1967.
- [27] P. BRIAND
"Etude expérimentale de l'accélération d'un plasma par un champ électromagnétique hyperfréquence et un champ magnétique statique inhomogène".
Mémoire présenté au CNAM, mars 1968
- [28] Voir [19], p.102 et suiv.
- [29] Voir [19], p. 94 et suiv.
- [30] T.H. STIX
"The theory of Plasma Waves "
Mc. Graw-Hill. New-York. 1962.
- [31] E. CANOBBIO
C.R. Acad.Sci. Paris, 13.4.1966. 262 p.996

- [32] E. CANOBBIO, R. COLLET -
P.A./I Gn/R T 486 - Rapport interne D P A/C E N Saclay, 28.11.1966.
- [33] E. CANOBBIO, R. COLLET -
C.R. Acad. Sci. Paris, 29.5.1967. 264, p.1485-1488.
- [34] M. BRAMBILLA, E. CANOBBIO, R. COLLET
C.R. Acad. Sci. Paris, 24.4.1967. 264. p.1239-1242.
- [35] E. CANOBBIO.
Physics Letters. 22.5.1967. 24-A 11 p.623
- [36] T. CONSOLI, G. MOURIER
"Accélération des particules d'un gaz ionisé par un champ haute fréquence
à la résonance cyclotronique". Phys. Letters (1 Déc.1963) 7. 247
- [37] L. SPITZER
"Physics of Fully Ionized Gases". Interscience Publishers, 1956. New-York.
- [38] W.J. SCHRADER
"Some Non linear Effects in Electron Cyclotron Resonance Discharges".
Thèse de Doctorat, Utrecht, 1967
- [39] Voir [19], p.62. Rapport P.A/I. Gn
- [40] J. J. LIVINGOOD
"Principles of Cyclic Particle Accelerators". Van Nostrand 1961.
- [41] E. L. BURSHTIN, V. I. VEKSLER, A. A. KOLOMENSKY
"A stochastic method of particle acceleration". Certain problems of the theory
of cyclic accelerators. USSR Academy of Sciences 1955. 3 - 6
- [42] M. BRAMBILLA
Plasma Physics. 1968, 10, 359
- [43] A. M. MESSIAEN et P. E. VANDENPLAS
Phys. Letters. 1962, 2, 193
- [44] A. M. MESSIAEN et P. E. VANDENPLAS
Nuclear Fusion, 1965, 5, 47 et 56.
- [45] A. M. MESSIAEN et P. E. VANDENPLAS
Physics of Fluids. Nov. 1969, Vol.12, n° 11, p. 2406.

- [46] L. TONKS
Phys. Rev. 1931, 37, p.1458.
- [47] S. RAMO
Phys. Rev. 1939, 56, 276.
- [48] T. CONSOLI, R.B. HALL
"Nuclear Fusion", 1963, 3, 12, 237.
- [49] E. JAHNKE et F. EMDE
"Tables of Functions". Dover, New-York.
- [50] " Les calculs de la Technique du Vide " - J. DELAFOSSE et G. MONGODIN
Ed. SFITV, Paris, Avril 1961.
- [51] A. VON ENGEL
"Ionized Gases". Clarendon Press, Oxford 1955.
- [52] H.M. MOTT-SMITH and Irving LANGMUIR
"The theory of collectors in gaseous discharges".
Physical Review, oct. 1926, Vol. 28
- [53] R. KELLER
"Température ionique dans un confinement H F mesurée avec un sélecteur
électrostatique". Rapport L R P 23/66 du Lab. Rech. Phys. Plasmas,
Mars 1966, Lausanne
- [54] M. KAMINSKY
"Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces"
1965. Springer Ed.
- [55] T. CONSOLI, R.B. HALL
C.R. Acad. Sc. Paris, 21.10.1963, (257) p. 2440-2443.
- [56] T. CONSOLI, R.B. HALL.
C.R. Acad. Sc. Paris, 4.11.1963, 257, p. 2804-2807.
- [57] R. BARDET, T. CONSOLI, R. GELLER.
Fusion nucléaire, 1964, 4, p. 48-51.
- [58] R. BARDET, T. CONSOLI, R. GELLER
Physics Letters, 15.5.1964, 10, p. 67 - 69.

- [59] R. BARDET, T. CONSOLI, R. GELLER
Note CEA Septembre 1964, n° 490.
- [60] R. BARDET, T. CONSOLI, R. GELLER
Fusion nucléaire, 1965, 5, p. 7 - 16.
- [61] T. CONSOLI, L. DUPAS, G. ICHTCHENKO.
Physics Letters, 1.7.1962, p. 267 - 269.
- [62] R. BARDET, T. CONSOLI, R. GELLER, F. PARLANGE, M. WEIL
C.R. Acad. Sc. 4.4.1964, 258, p. 4454.
- [63] MASSEY and BURHOP
"Electronic and Ionic Impact Phenomena"
Oxford, Clarendon Press. 1952
- [64] P. GUENARD
"Sur la possibilité d'une focalisation purement électrostatique...".
Annales de Radioélectricité. Juillet 1945. t. n° 1. p. 74. Gauthier Villars
Ed. Paris
J. R. PIERCE
" Theory and Design of Electron Beams ". V. Nostrand Co. Inc. New-York 1954
- [65] T. CONSOLI
"Etudes théoriques et expérimentales sur les structures HF à plasma".
Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Int. At. En. Agency
Vienne 1969.
- [66] R. BARDET, T. CONSOLI, R. GELLER.
Théorie du "bouchon dynamique" à gradients de champs haute fréquence et
magnétique statique.
CR. Acad. Sc. Paris 12 Oct. 1964, t. 259, p. 2388-91.
- [67] V. E. GOLANT et al.
"Electron Cyclotron Heating of a Plasma" Soviet Physics - Technical Physics
Déc. 1966, Vol. 11, n° 6.
- [68] J. DATLOV et al.
"Regimes of plasma acceleration by inhomogeneous high frequency and magnetos-
tatic field in a cavity resonator".
Physics Letters 15 June 1965, Vol. 17, n° 1.

- [69] R.A. DANDL et al.
"Radioactivity induced by particle acceleration in an unstable laboratory plasma"
Plasma Physics. Pergamon Press, 1970, Vol. 12, pp. 235-238.
- [70] H. HENDEL
"Acceleration of an electron cyclotron plasma by self generated electric fields"
voir ref. [19] p. 57
- [71] M. CHARPENEL et al.
"Accélération d'un plasma par un champ électromagnétique glissant".
Note technique ONERA 1969, n° 18/1018 E
- [72] V. Y. DAVIDOVSKY
Soviet Physics JETP 26 1963 p. 629. Zh Eks i Theor Fiz 43 886 1962
- [73] C. S. ROBERTS, S. J. BUCHSBAUM
Phys. Rev. 1964, 135, A. 381
- [74] A. HAKKENBERG et M. P. H. WEENINK
Physica 1964, 30, p. 2147 - 2152
- [75] H. G. KOSMAHL et al.
J. A. P. Vol. 38 n° 12 . 4576. Nov. 1967
- [76] H. P. EUBANK and T. D. WILKERSON
"Ion energy analyser for plasma measurements".
Rev. Sci. Inst. Jan. 1963, Vol. 34, n° 1, 12 - 18
- [77] R. KLIMA
" On possibilities of eliminating the loss come by means of a high frequency field"
3^d Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics - Utrecht, June 1969.
- [78] J. R. PIERCE
"Travelling Waves Tubes"
Van Nostrand Co. New-York 1950.
- [79] H. B. GILBODY et al. Proc. Roy Soc. 1956, A, 238 334
voir aussi H. MINOO
" Collision Ar-Ar, classement et analyse des sections efficaces".
Rapport L. P. 109, Laboratoire de Physique des Plasmas, ORSAY. Juin 1970
- [80] T. FESSENDEN.
Rapport P A/I Gn/RT 216. Laboratoire de Physique appliquée, CEA Saclay 1963.

- [81] C. MØLLER.
"The theory of Relativity". Oxford Clarendon Press 1952.
- [82] G. MOURIER.
"Charge d'espace et flux ionique dans certains accélérateurs à plasma".
Rapport C S F DTW 2377-8585. 1967.
- [83] V.I. VEKSLER
"Coherent principle of acceleration of charged particles".
CERN Symposium, Genève, 1956, Vol. 1, p.80.
- [84] F.B. KNOX
"A method of heating matter of low density to temperatures in the range
of 10^5 to 10^6 ° K".
Australian J. of. Ph. 1957, 10, 221 - 225.
- [85] M.C. BECKER et al.
"Recherche sur le chauffage des électrons à la fréquence cyclotronique".
Conférence sur la Physique des Plasmas, Salzbourg, Septembre 1961.
- [86] W.J. SCHRADER
"A new mode of cyclotron resonance multipacting".
Physica, 1968, 40, 223 - 228
- [87] E.G. HARRIS
"Plasma instabilities associated with anisotropic velocity distributions".
J. Nucl. Energy Part C : Plasma Physics, 1961, Vol. 2, pp.138-145
Pergamon Press.
- [88] A.F. KUCKES
"Interchange Instability in a Hot-Electron Plasma".
The Physics of Fluids, Vol 9, n° 11, Nov.1966, pp.2239 - 2243.
- [89] W.A. PERKINS and W.L. BARR
"Cyclotron Instability in a Hot Electron Plasma with a Double Humped Velocity
Distribution".
The Physics of Fluids, Feb. 1968, Vol.11 n° 2, pp.388 - 399.
- [90] G.S. KINO and R. GERCHBERG
"Transverse field interaction of a beam and plasma".
Phys. Rev.Letters, 1 Sept. 1963, Vol.11, n° 5, pp.185 - 7

- [91] E. CANOBBIO
"Stabilité électrostatique de faisceaux cylindriques de plasma".
CR. Acad. Sci. Paris, 31 Janvier 1966, t.262, p.347 - 350, Série B.

- [92] P. BRIAND, T. CONSOLI, G. MOURIER, L. SLAMA, P. VIAL.
"Fonctionnement d'un accélérateur....".
CR. Acad. Sc. Paris 23 Oct. 1967, t.265, p.900-903, Série B.

- [93] H. POSTMA
"Multiply charged heavy ions produced by energetic plasmas".
Physics Letters. 23 Feb.1970, Vol.31 A, n° 4, pp.196-7

- [94] G.S. JANES, R.H. LEVY, H.A. BETHE, B.T. FELD
"New type of Accelerator for Heavy Ions".
Physical Review 20 May 1966, Vol.145, n° 3, pp.925 - 952.

- [95] M.L. BHAUMIC et al.
"Enhancement of CO laser efficiency by addition of Xenon".
IEEE Journal of Quant.El, QE - 6, Sept. 1970, n° 9, pp.575 - 576

- [96] "Crossed field microwave devices"
Academic Press New-York 1961.

Manuscrit reçu le 23 décembre 1970

LISTE DES FIGURES

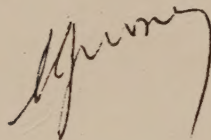
	<u>Page</u>
Fig. II.1. - Schéma de l'accélération d'un plasma	31
Fig. II.2. - Schéma d'une trajectoire électronique	32
Fig. IV.1. - Résonance d'un cylindre de plasma froid infiniment long	57
Fig. IV.2. - Valeurs de $\frac{1}{\alpha_{\varphi\varphi}}$ en fonction de la densité et du champ magnétique normalisés	59
Fig. V.1 - Solution de l'équation du potentiel maximum	71
Fig. V.2 - Solution de l'équation du potentiel maximum	72
Fig. V.3. - Spectre d'énergie ionique (valeurs normalisées)	73
Fig. V.4. - Séparation des charges et profil de potentiel dans la sphère de plasma	76
Fig. V.5. - Densité ionique en fonction du rayon (valeurs normalisées)	137
Fig. VI.1. - Montage hyperfréquence	87
Fig. VI.2. - Photographie du guide d'onde	89
Fig. VI.3. - Carte du champ magnétique	90
Fig. VI.4.A - Photographie de la cavité et des accessoires	91
Fig. VI.4.B - Schéma du circuit de pompage	92
Fig. VI.5. - Profil de variation de la pression le long du guide	93
Fig. VI.6.A - Injecteur de gaz isolé (plan)	95
Fig. VI.6.B - Photographie de l'injecteur dans le guide d'onde	96
Fig. VI.7. - Probabilités et fréquences de divers évènements microscopiques	97
Fig. VI.8. - Schéma de la cavité et de ses accessoires	99
Fig. VI.9. - Collecteurs	100
Fig. VI.10 - Photographie du collecteur multigrille	101
Fig. VI.11 - Schéma de l'analyseur à secteurs	103
Fig. VI.12 - Schéma de l'analyseur à déflexion par plaques	103
Fig. VI.13 - Plan de l'analyseur à déflexion	105

	<u>Page</u>
Fig. VII.1. - Photographie du faisceau de plasma en régime continu	109
Fig. VII.2. - Tension de l'injecteur en fonction de la pression	
Pourcentage de puissance absorbée dans la cavité	110
Fig. VII.3. - Tension de l'injecteur en fonction de la puissance	
HF incidente, Pourcentage de puissance absorbée dans	
la cavité	111
Fig. VII.4. - Tension de l'injecteur en fonction de la puissance	
hyperfréquence	112
Fig. VII.5. - Tension de sonde radiale en fonction de sa position	113
Fig. VII.6. - A. Polarisation du collecteur C.3	
B. Courant de saturation électronique et ionique	114
Fig. VII.7. - Caractéristiques de sonde	114
Fig. VII.8 - A. Tension de l'injecteur	
B. Tension de la sonde axiale	115
Fig. VII.9. - Signal obtenu de l'analyseur à secteurs balayé en	
tension	117
Fig. VIII.1. - Exemple des signaux observés	122
Fig. VIII.2. - Mesures à l'analyseur électrostatique	124
Fig. VIII.3. - Energie des ions en fonction du champ électrique HF	
normalisé	125
Fig. VIII.4. - Comparaison de la tension de l'injecteur et de l'énergie	
des ions	126
Fig. VIII.5. - Oscillogramme de courant collecté par trois électrodes	
de l'analyseur à déflexion	127
Fig. VIII.6. - Caractéristiques du collecteur à plusieurs grilles	127
Fig. VIII.7. - Caractéristiques du collecteur à plusieurs grilles	129
Fig. IX.1. - Comparaison des valeurs théoriques et expérimentales	
d'énergie	134

TABLE DES MATIERES

	<u>Page</u>
REMERCIEMENTS	1
RESUME	3
AVERTISSEMENT	9
LISTE DES SYMBOLES	11
PREMIERE PARTIE : GENERALITES	17
Chapitre I . La fusion thermonucléaire et les plasmas haute fréquence	18
Chapitre II. Caractères généraux de nos recherches	27
DEUXIEME PARTIE : ETUDES THEORIQUES	39
Chapitre III. Trajectoires électroniques	43
Chapitre IV. Phénomènes hyperfréquences	55
Chapitre V . Charge d'espace. Flux et énergies	67
TROISIEME PARTIE : ETUDES EXPERIMENTALES	83
Chapitre VI . L'appareillage de l'expérience	84
Chapitre VII. Expériences à bas niveau de puissance	107
Chapitre VIII. Expériences en impulsions de grande puissance	120
QUATRIEME PARTIE : CHAPITRE IX : CONCLUSION	132
APPENDICE 1	138
APPENDICE II	139
BIBLIOGRAPHIE	141
LISTE DES FIGURES	150
TABLE DES MATIERES	152

Vu et approuvé
Orsay, le 14 janvier 1971
Le Président de l'Assemblée Constitutive
de l'Université de Paris-Sud

A handwritten signature in black ink, appearing to be 'M. Guichard', written in a cursive style.

